



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Chemische Technologie

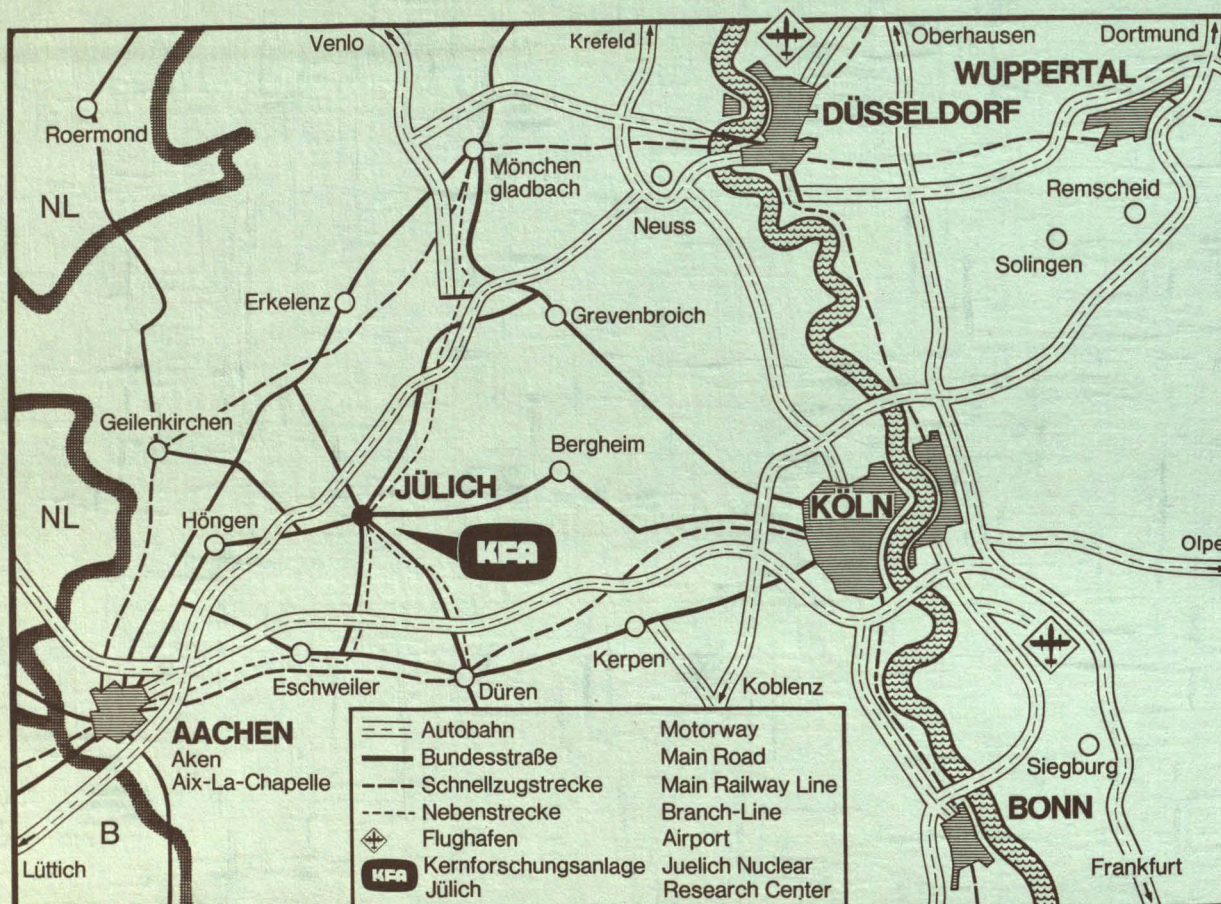
**Entwicklung einer Anströmeinheit
für einen Wirbelschichtofen zur
Beschichtung von HTR-Brennstoffkernen**

von

E. Barnert

**Jül - 1457
September 1977**

Als Manuskript gedruckt
ISSN 0366-0885



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1457

Institut für Chemische Technologie Jül – 1457

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Entwicklung einer Anströmeinheit für einen Wirbelschichtofen zur Beschichtung von HTR-Brennstoffkernen

von

E. Barnert

D 82 (Diss. T. H. Aachen)

DEVELOPMENT OF A GAS INJECTOR FOR HTR-PARTICLE COATING IN FLUIDIZED BEDS

by

Eike Barnert

ABSTRACT

Operating today's fluidized bed reactors for HTR-fuel coating requires considerable time for maintenance. This is due to deposits of pyrocarbon which preferably build up around the inlet of the coating gas into the fluidized bed.

With the gas injector described in this report these pyrocarbon deposits are reduced to a minimum.

Using similarity rules the required fluid mechanic conditions for this injector system have been studied in model tests.

The model testing results are verified by high temperature coating tests.

ENTWICKLUNG EINER ANSTRÖMEINHEIT FÜR EINEN WIRBELSCHICHTOFEN
ZUR BESCHICHTUNG VON HTR-BRENNSTOFFKERNEN

von

Eike Barnert

KURZFASSUNG

Die heute zur Beschichtung von HTR-Brennstoffen eingesetzten Wirbelschichtöfen sind außerordentlich wartungsintensiv. Der Grund hierfür sind Aufwachsungen von Pyrokohlenstoff, die bevorzugt am Eintrittsort des Beschichtungsgases in das Wirbelbett entstehen.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Anströmeinheit für einen Wirbelschichtofen vorgestellt, mit der durch geeignete Führung der beiden Gasströme, Beschichtungs- und Trägergas, das Entstehen dieser Aufwachsungen weitgehend verhindert wird.

In Modellversuchen werden unter Berücksichtigung von Ähnlichkeitsbedingungen die strömungstechnischen Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieses Systems untersucht.

Die Ergebnisse der Modelluntersuchungen werden durch Versuche am Beschichtungssofen bestätigt.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

		<u>Seite</u>
1.	EINLEITUNG	1
2.	STAND DER TECHNIK UND ZIELSETZUNG	3
3.	BESCHREIBUNG EINER NEUEN ANSTRÖMEINHEIT	9
3.1	Grundlegendes	9
3.2	Der Konus	11
3.3	Die Blende	11
3.4	Das Zuführungsrohr	13
3.5	Die poröse Platte	13
4.	VORVERSUCHE	14
4.1	Vorbemerkungen	14
4.1.1	Die Schlierenmethode	14
4.1.2	Die Rauchmethode	16
4.2	Versuchsaufbau	16
4.3	Versuchsdurchführung und Ergebnisse	19
5.	THEORETISCHE GRUNDLAGEN UND UNTERSUCHUNGEN	20
5.1	Zur Laminarität des Zentralstrahles	20
5.2	Grundlagen der Fluidisierung	22
5.2.1	Allgemeines	22
5.2.2	Die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit	23
5.2.3	Die Partikelzufallgeschwindigkeit	26
5.2.4	Die Balancegeschwindigkeit	31
5.2.5	Bewegungsformen im konischen Wirbelbett	34
5.2.5.1	Die blasenbildende Wirbelschicht (Bubbling)	34
5.2.5.2	Die stoßende Wirbelschicht (Slugging)	34
5.2.5.3	Die schaukelnde Wirbelschicht (Rocking)	35
5.2.5.4	Die sprudelnde Wirbelschicht (Spouting)	37

		<u>Seite</u>
5.3	Ähnlichkeitstheorie	37
5.3.1	Vorbemerkungen	37
5.3.2	Ähnlichkeit und Kennzahlen in der Strömungs- mechanik	38
5.3.2.1	Kennzahlen für den Zentralstrahl	41
5.3.2.2	Kennzahlen für das Wirbelbett	42
5.4	Berechnung der Konzentration des Beschich- tungsgases an der Blendenkante	45
5.5	Bestimmung der Daten von Gasen und Gasgemischen	51
5.5.1	Dichtebestimmung	51
5.5.2	Viskositätsbestimmung	52
5.5.3	Bestimmung des Diffusionskoeffizienten	53
6.	EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN	54
6.1	Untersuchungen am Modellbett	54
6.1.1	Wahl der Modellpartikeln	54
6.1.2	Versuchsaufbau und Versuchsaapparaturen	56
6.1.3	Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles	57
6.1.3.1	Vorbemerkung	57
6.1.3.2	Die Stoffeigenschaften des Rauches	58
6.1.3.3	Versuchsdurchführung	59
6.1.3.4	Strömungsbilder des Zentralstrahles	59
6.1.3.4.1	Der flackernde Strahl	60
6.1.3.4.2	Der laminare Strahl	60
6.1.3.4.3	Der turbulente Strahl	61
6.1.3.5	Ergebnisse zur Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles	62
6.1.4	Bestimmung der minimalen Fluidisiergeschwin- digkeit im konischen Partikelnbett	67
6.1.5	Bestimmung des Balancedurchsatzes	71
6.1.5.1	Vorbemerkung	71
6.1.5.2	Ergebnisse zur Bestimmung des Balancedurch- satzes	72
6.1.5.3	Die Balancegeschwindigkeit	74

		<u>Seite</u>
6.2	Versuche am Beschichtungssofen	79
6.2.1	Der Aufbau der Düse	79
6.2.2	Durchführung der Versuche	81
6.2.3	Diskussion der Ergebnisse der Versuche	84
6.2.3.1	Überprüfung des Balancedurchsatzes	84
6.2.3.2	Beschichtungsversuche	86
7.	KONSTRUKTIONSVORSCHLAG FÜR EIN GASZU- FÜHRUNGSSYSTEM	88
8.	ZUSAMMENFASSUNG	91
9.	ANHANG	94
10.	VERZEICHNIS DER SYMBOLE	104
11.	LITERATURVERZEICHNIS	106

1. EINLEITUNG

Gegenüber den bereits auf dem Energiemarkt eingeführten Leichtwasser-Reaktoren (LWR) weist der in der Entwicklung befindliche heliumgekühlte Hochtemperatur-Reaktor (HTR) bedeutende Vorteile auf. Neben der durch seine Konzeption bedingten hohen inhärenten Sicherheit [1] sind seine charakteristischen Merkmale das verstärkte Erbrüten von Spaltstoff aus nicht spaltbaren Nukliden und das hohe Temperaturniveau, mit dem die Energie angeboten wird.

Bedingt durch die hohe Temperatur des Kühlgases und der damit verbundenen Oberflächentemperatur der Brennelemente und des Kernbrennstoffes selbst (bis zu 1250°C) mußten zur Herstellung der Brennelemente für den HTR neue Verfahren entwickelt und neue Werkstoffe eingeführt werden. Während die Hüllmaterialien des Kernbrennstoffes und die Strukturmaterialien der Brennelemente bei den wasser- und metallgekühlten Reaktoren wegen der relativ niedrigen Kühlmitteltemperaturen vorwiegend metallische Werkstoffe sind, können im HTR nur keramische Werkstoffe verwendet werden, die den auftretenden hohen Temperaturen standhalten [2].

Die Brennelemente des Hochtemperatur-Reaktors sind aus einer Graphitmatrix aufgebaut, in die der Spalt- und Brutstoff als Dispersionsbrennstoff in Form von beschichteten Partikeln (coated particles) in einer möglichst homogenen Verteilung eingebettet ist. Die Graphitmatrix ist nach außen hin von einer brennstofffreien Schale, die ebenfalls aus Graphit besteht, umgeben. Je nach Reaktortyp finden Brennelemente in Kugel- oder Blockform Verwendung.

Die beschichteten Partikeln bestehen aus einem kugelförmigen Kern (200 μm bis 500 μm im Durchmesser), dem eigentlichen Brennstoff aus oxidischem oder carbidischem Uran oder Thorium oder aus einem Uran-Thorium-Gemisch, der mit mehreren Hüllschichten aus pyrolytisch abgeschiedenem Kohlenstoff (PyC) und eventuell einer zusätzlichen Schicht aus Siliciumcarbid (SiC) umgeben ist.

Die Hüllschichten haben mehrere Aufgaben zu erfüllen. Die bei der Kernreaktion entstehenden, zum Teil gasförmigen Spaltprodukte bauen im Inneren der beschichteten Partikeln Drucke auf, die Werte bis zu mehreren hundert bar erreichen können. Außerdem erfolgt eine Ausdehnung des Brennstoffkernes. Die Hüllschichten müssen diesen Drucken standhalten und gleichzeitig einen Raum für die Aufnahme der gasförmigen Spaltprodukte und für die Volumenausdehnung des Brennstoffkernes schaffen. Weiterhin sollen sie als Diffusionsbarriere für feste Spaltprodukte dienen und gegen schnelle Neutronen strahlenbeständig sein.

Die an die Hüllschichten gestellten Aufgaben erfordern eine hohe Qualität des Schichtmaterials und bei der Herstellung eine genaue Einhaltung verschiedener Parameter wie Schichtdicke, Dichte, Struktur, Anisotropiefaktor und Polyedrität.

Entsprechend der an sie gestellten Aufgaben werden drei prinzipiell unterschiedliche Schichten gefordert.

1. eine poröse Schicht, die unmittelbar auf die Oberfläche des Brennstoffkernes aufgebracht wird und die die Schwelung des Kernes und die gasförmigen Spaltprodukte aufnehmen soll. Die poröse Schicht wird durch Pyrolyse von Äthin bei Temperaturen von etwa 1500°C auf den Kern aufgebracht.
2. eine hochdichte Schicht, die die Druckkräfte der gasförmigen Spaltprodukte aufnehmen muß. Sie wird aus Propen bei Temperaturen von 1250°C bis 1300°C abgeschieden.
3. eine Siliciumcarbidschicht, die als Diffusionsbarriere für feste Spaltprodukte dient. Sie wird bei Temperaturen über 1500°C aus Methyltrichlorsilan abgeschieden und ist wegen ihrer großen Sprödigkeit zwischen zwei hochdichten PyC-Schichten eingebettet.

Der in den Hochtemperatur-Reaktor eingesetzte Brennstoff muß wegen der Neutronenökonomie des Reaktors und wegen Materialbelastungsgrenzen der Brennelemente nach 3 bis 4 Jahren ersetzt werden. Der erbrütete und unverbrauchte Spaltstoff sowie der unverändert gebliebene Brutstoff können durch ein chemisches Wiederaufbereitungsverfahren zurückgewonnen und wiederum zu

Brennelementen verarbeitet dem Reaktor erneut zugeführt werden [3].

Die Herstellung der Brennelemente aus wiederaufgearbeitetem Brennstoff bildet den Aufgabenbereich der Refabrikation. Im Gegensatz zur Fabrikation kann eine Refabrikation nur unter Bedingungen durchgeführt werden, wie sie in der Heißzellentechnik üblich sind. Der Grund hierfür ist die Kontamination des zu refabrizierenden Brennstoffes mit Nukliden starker radioaktiver Strahlungsintensität. Das bedeutet, daß auch das Aufbringen der Pyrokohlenstoffschichten auf die refabrizierten Brennstoffkerne hinter dicken Abschirmungen und fernbedient erfolgen muß, was eine einfach aufgebaute, zuverlässig arbeitende und wartungsarme Beschichtungsanlage erforderlich macht.

2. STAND DER TECHNIK UND ZIELSETZUNG

Obwohl verschiedentlich versucht wurde, die 1960 erstmals eingesetzte Wirbelschichttechnik [4] durch Alternativverfahren [5,6] zu ersetzen, hat sich heute der Wirbelschichtofen für die Beschichtung von Brennstoffkernen des Hochtemperaturreaktors durchgesetzt.

Abb. 2.1 zeigt die schematische Darstellung eines solchen Wirbelschichtofens. Die zu beschichtenden Brennstoffkerne befinden sich im unten konisch zulaufenden Reaktionsrohr. Ein koaxial angebrachtes Widerstandsheizrohr führt dem Beschichtungsprozeß die erforderliche Wärme zu. Durch Einblasen von Träger- und Beschichtungsgas von unten wird das Bett in einen wirbelnden Zustand versetzt. Bei Temperaturen von etwa 1000°C bis 2000°C findet eine thermische Zersetzung (Pyrolyse) des Beschichtungsgases statt, und Pyrokohlenstoff bzw. Siliciumcarbid scheidet sich auf den Brennstoffkernen ab.

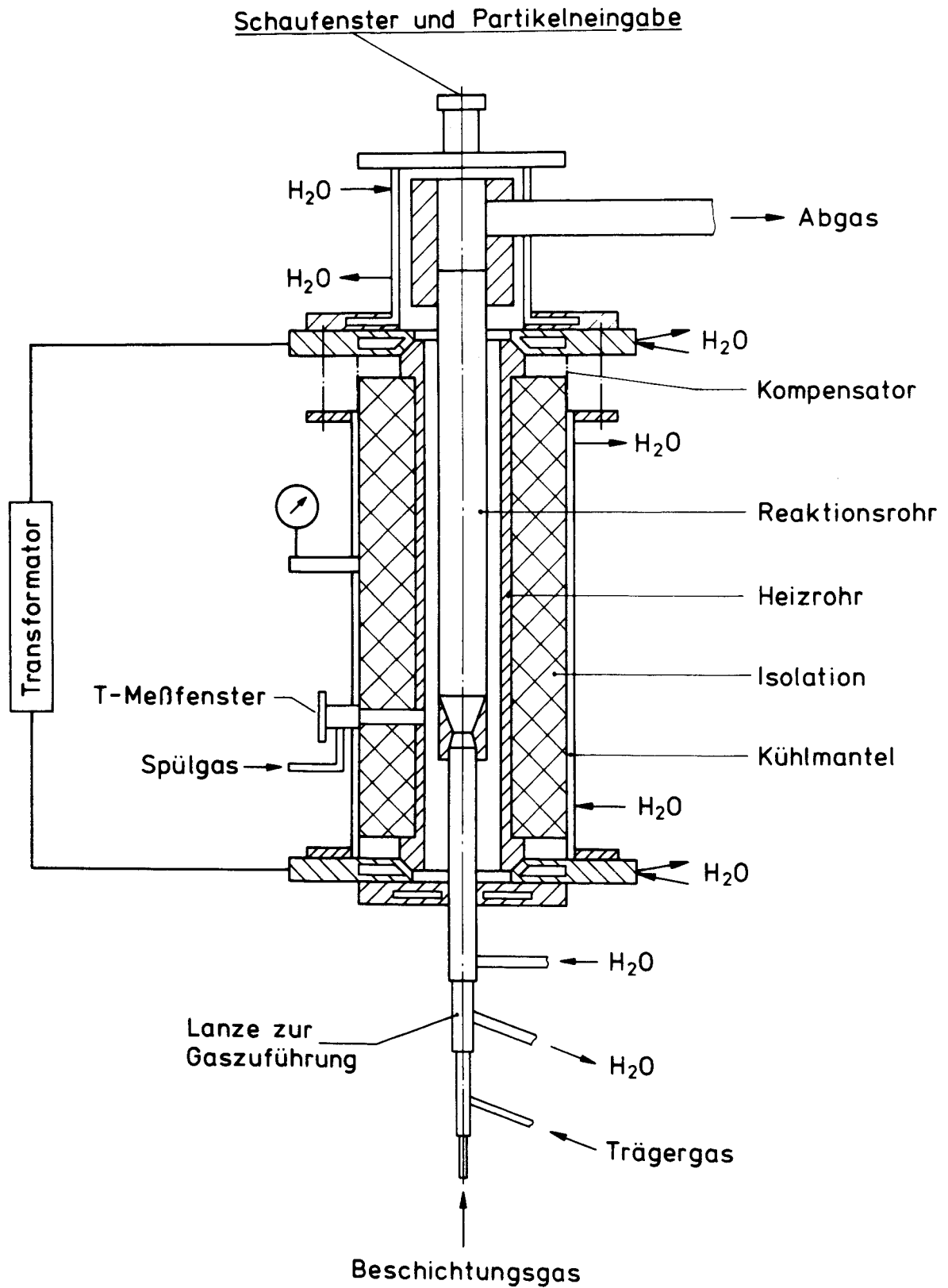


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines Wirbelschichtofens zur Beschichtung von HTR-Brennstoffkernen

Der Abscheidungsmechanismus selbst ist heute noch weitgehend ungeklärt. Früher in der Literatur [7,8] vertretene Meinungen, daß es sich bei der Pyrolyse um einen einfachen Spaltungsprozeß des Pyrolysegases in seine Elemente handelt, der z. B. für die Methanpyrolyse durch folgende Reaktionsgleichung zu beschreiben wäre,



haben sich als nicht haltbar erwiesen. Untersuchungen der Methanpyrolyse zeigen, daß sich im Pyrolysegas neben Wasserstoff auch Alkane, Alkene und Alkine nachweisen lassen [9].

Basierend auf Ergebnissen statischer Abscheidungsversuche wurde zur Beschreibung des Pyrolysevorganges von SÜTTERLIN [9] in den letzten Jahren eine neue Hypothese, die Pyroaggregat-Hypothese, aufgestellt. Danach wird der Prozeß der Pyrolyse mehr physikalisch als, wie bisher, chemisch gedeutet [10,11].

Die von der heißen Abscheidungsunterlage emittierten Photonen und Elektronen regen die in der oberflächennahen Zone der Abscheidungsunterlage, der sog. Langmuirzone, befindlichen Kohlenwasserstoffmoleküle an oder ionisieren sie. Aufgrund der anziehenden Kräfte zwischen den angeregten bzw. ionisierten Molekülen oder Atomen werden in der Langmuirzone sog. Pyroaggregate gebildet. Durch Verschmelzung mehrerer dieser noch wasserstoffhaltigen Pyroaggregate entstehen in der Langmuirzone Materialanhäufungen, die Tropfenform annehmen und sich unter Abgabe des Restwasserstoffes auf der Abscheidungsunterlage als Pyrokohlenstoff absetzen und erstarren.

Gelangen die Pyroaggregate in Bereiche niedriger Energie- bzw. Elektronendichte außerhalb der Langmuirzone, so zerfallen sie je nach Größe und Wasserstoffgehalt unter Bildung von Kohlenwasserstoffketten oder zyklischen Verbindungen. Die niedermolekularen Kohlenwasserstoffe werden im weiteren Pyrolysegeschehen der Langmuirzone wieder zugeführt und bilden neue Pyroaggregate. Die hochmolekularen Anteile werden in Form hochviskoser oder rußähnlicher Partikeln in den Gasraum abgegeben.

Bei der Beschichtung im Wirbelschichtofen werden Pyrokohlenstoff und Siliciumcarbid wie auf den Brennstoffkernen auch auf der Oberfläche des unteren Teils des Reaktionsrohres abgeschieden. Hierdurch entstehen Aufwachsungen, die sich besonders am Gaseintrittsort störend bemerkbar machen und die den Beschichtungsvorgang negativ beeinflussen.

Um das Entstehen dieser Aufwachsungen zu verhindern, wurden in den letzten Jahren Anströmeinheiten verschiedenster Bauarten entwickelt. Man ging hierbei von der Tatsache aus, daß sich Pyrokohlenstoff bevorzugt an den heißen Oberflächen des Reaktionsraumes abscheidet [10,11] und versuchte daher, durch Kühlung - meist mit Wasser - des Gaseintrittsortes und des Bettbodens diese frei von Aufwachsungen zu halten [12-15]. Obwohl dabei Gaseintrittsort und Bettboden so kalt gehalten werden, daß die dort herrschende Temperatur erheblich unterhalb der Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases liegt, entstehen durch Rückströmungen heiße Zonen, so daß bevorzugt um den Gaseintrittsort kraterförmige Aufwachsungen entstehen, wie sie Abb. 2.2 zeigt.

Diese Aufwachsungen sind die Ursache für zwei Faktoren, die die heutige Beschichtungstechnik als nicht zufriedenstellend erscheinen lassen. Dies ist einmal der Einfluß der Aufwachsungen auf die Qualität der Schichtmaterialien und zum anderen die durch die Aufwachsungen bedingte geringe Standzeit des Beschichtungssofens.

Die Aufwachsungen verändern das Wirbelverhalten des Partikelnebtes während des Beschichtungsvorganges, d. h. je nach Ausbildung der Aufwachsungen treten Träger- und Beschichtungsgas in verschiedenen Höhen und Richtungen und mit verschiedenen Geschwindigkeiten in das Partikelbett ein. Dies führt dazu, daß ein bevorzugter Bewegungszustand des Bettes nicht eingehalten werden kann, wodurch die Schichtmaterialien unerwünschte Eigenschaften erhalten.

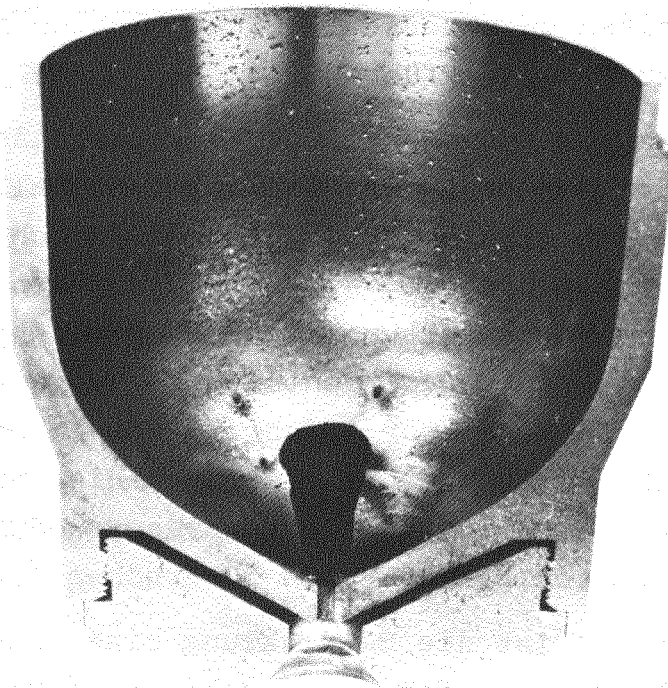


Abb. 2.2: Typische Pyrokohlenstoffaufwachsung am Gaseintrittsort nach einem Beschichtungsvorgang von etwa 120 Minuten Dauer
(Maßstab ~ 1 : 2)

Im Strömungsschatten der Aufwachsungen bilden sich Ruhezonen im Wirbelbett aus, so daß dort vorhandene Partikeln nur teilweise oder gar nicht beschichtet werden. Neben der Erhöhung des Partikelnanteiles, der somit die geforderten Spezifikationen nicht erfüllt, führen die unbeschichteten Kerne zu Urankontaminationen in den Hüllschichten und damit zur Freisetzung von Spaltprodukten in den Kühlkreislauf des Reaktors. Abgesehen von der Tatsache, daß es bisher nicht gelungen ist, das Entstehen von Aufwachsungen durch Kühlung zu verhindern, führt die Kühlung des Gaseintrittsortes und des Bettbodens zu einem radialen sowie axialen Temperaturgradienten im Partikelbett. Hierdurch ergeben sich Zonen unterschiedlicher

Beschichtungsbedingungen, die in Abhängigkeit von den Partikelverweilzeiten zu unterschiedlichen Schichtmaterialien von Partikel zu Partikel führen.

Der Bettboden muß wegen der Aufwachsungen zur Zeit nach jedem Beschichtungsvorgang überprüft und gegebenenfalls gereinigt oder ausgewechselt werden [12,16,17]. Hierdurch ergeben sich Abkühl- und Aufheizvorgänge, die zu erheblichen Totzeiten im Arbeitszyklus des Beschichtungssofens führen. Außerdem wird der Beschichtungssofen außerordentlich wartungsintensiv. Dies macht sich besonders bei der Refabrikation im Heißzellenbetrieb bemerkbar. Wartungsarbeiten können hier nur fernbedient und mit Manipulatoren durchgeführt werden, wodurch sich die Arbeitszeiten um den Faktor 5 bis 10 erhöhen [12].

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Anströmeinheit für einen Wirbelschichtofen zur Beschichtung von Brennstoffkernen für den Hochtemperatur-Reaktor, die die folgenden Forderungen erfüllt: Es sollen während des Beschichtens am Eintrittsort des Beschichtungsgases in das Partikelbett möglichst nur geringe, die Bettbewegung nicht beeinflussende Aufwachsungen von PyC und SiC entstehen, so daß die Standzeit des Beschichtungssofens von zur Zeit einem Beschichtungsvorgang erhöht werden kann. Auf eine Kühlung des Gaseintrittsortes und des Bettbodens soll dabei verzichtet werden, um Zonen unterschiedlicher Temperatur im Partikelbett zu vermeiden. Wünschenswert ist weiterhin, daß der Aufbau der Anströmeinheit das Entnehmen der beschichteten, heißen Partikeln aus dem Beschichtungssofen nach unten hin erlaubt, ohne daß dieser abgekühlt werden muß. Für den Einsatz beim Beschichten von Brennstoffkernen im Rahmen der Refabrikation, soll der Aufbau der Anströmeinheit so einfach wie möglich sein, um ein leichtes Auswechseln unter Heißzellenbedingungen zu gewährleisten.

3. BESCHREIBUNG EINER NEUEN ANSTRÖMEINHEIT

3.1 Grundlegendes

Die oben gestellten Forderungen (keine Kühlung des Gaseintrittsortes und keine störenden Aufwachsungen am Gaseintrittsort) lassen sich erfüllen, wenn es gelingt, eine Anströmeinheit zu finden, mit der das Beschichtungsgas in das Partikelbett eingeleitet werden kann, ohne daß es die Oberflächen des Gaseintrittsortes benetzt. Außerdem darf es mit Oberflächen der Anströmeinheit nicht in Berührung kommen, deren Temperatur gleich der Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases ist. Abb. 3.1 zeigt die Prinzipskizze einer solchen Anströmeinheit, die im folgenden Text als Düse bezeichnet wird.

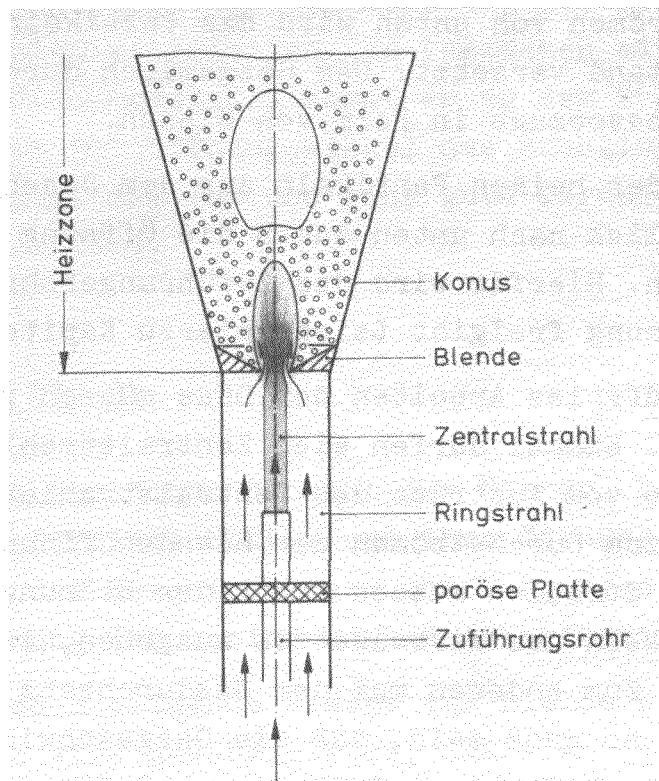


Abb. 3.1: Schematische Darstellung einer neuen Anströmeinheit

Das Beschichtungsgas tritt aus dem Zuführungsrohr mit Kreisquerschnitt aus. Das Zuführungsrohr kann axial nach unten verschoben werden, so daß sein oberes Ende außerhalb der Heizzone liegt und eine Temperatur aufweist, die geringer ist als die Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases.

Nach Verlassen des Zuführungsrohres bildet das Beschichtungsgas einen Zentralstrahl, der durch eine kreisrunde Blendenöffnung in das Partikelbett eintritt. Der Durchmesser der Blendenöffnung ist größer als der des Zentralstrahles. Konzentrisch um das Zuführungsrohr und den Zentralstrahl wird ein Ringstrahl aus Trägergas (Inertgas) geführt, der durch den Ringspalt zwischen Zentralstrahl und Kante der Blendenöffnung in das Partikelbett eintritt. Hinter der Blendenöffnung findet durch Verwirbelung eine Vermischung von Beschichtungs- und Trägergas statt.

Durch das Anströmen von unten wird das Partikelbett in einen wirbelnden Zustand versetzt. Das Gasgemisch durchströmt das Partikelbett bevorzugt in Form von Blasen.

Eine Entnahme der heißen Partikel aus dem Beschichtungssofen kann grundsätzlich nach unten durch die Öffnung in der porösen Platte erfolgen. Hierfür wird das Zuführungsrohr abgesenkt, bis es die Öffnung freigibt (siehe hierzu Kapitel 7.).

Für ein einwandfreies Arbeiten der Düse müssen zwei Bedingungen erfüllt werden. Einmal dürfen sich Zentralstrahl und Ringstrahl auf der Strecke vom Austritt des Zentralstrahles aus dem Zuführungsrohr bis zum Durchströmen der Blendenöffnung nicht vermischen. Beide Strahlen müssen trotz der Störungen, die von den bewegten Partikeln des Wirbelbettes ausgehen, laminar gehalten werden können. Zum anderen muß der Gasdurchsatz von Zentral- und Ringstrahl so groß sein, daß die Gasgeschwindigkeit in der Ebene der Blendenöffnung mindestens der Balancegeschwindigkeit des Partikelbettes entspricht. Es dürfen keine Partikel durch die Blendenöffnung nach unten in den Ringkanal fallen.

3.2 Der Konus

Der Konus, eigentlich nicht Bestandteil der Düse, wird hier besprochen, weil er mit der Düse eine Einheit bildet und weil seine Form über den Bewegungszustand des Partikelnbettes Einfluß auf die Funktion der Düse hat.

Bei der Beschichtung wird eine gute Durchmischung des Partikelnbettes angestrebt, um von Partikel zu Partikel eine gleichmäßige Schichtdicke und Schichtqualität zu erhalten. Es dürfen im Bett keine Ruhezonen auftreten. Wegen des zentrisch angeordneten Gaseintrittsortes bietet sich daher zur Aufnahme der Partikeln der Konus an. Weiterhin wird bei der Beschichtung ein bestimmter Bewegungszustand des Bettes bevorzugt. Dieser Bewegungszustand ist laut WALLROTH [18] das Bubbling (siehe hierzu auch Kapitel 5.2.5.1). WALLROTH erhält bei Beschichtungsversuchen mit Bubbling die geringste Polyedrität der Schichtmaterialien. In Versuchen mit Konen unterschiedlicher Öffnungswinkel kommt er zu dem Ergebnis, daß bei einem Konus mit 30° Öffnungswinkel das Bubbling die vorherrschende Bewegungsform ist und eine gute Zirkulation der Partikeln erhalten wird.

3.3 Die Blende

Die Düse endet zum Konus hin mit der Blende. Die Blende bildet den Boden des Partikelnbettes und ihre Öffnung ist der Eintrittsort für das Beschichtungs- und Trägergas in das Partikelnbett. Die Öffnung ist kreisrund und scharfkantig.

Die den Bettboden bildende Fläche der Blende bildet einen Konus. Dadurch wird gewährleistet, daß sich die in der äußeren Schüttschicht des Bettes nach unten wandernden Partikeln am Boden zur Mitte des Bettes hin bewegen. Der Flankenwinkel β des Konus beträgt 20° bis 30° . β ist abhängig von der Form, Oberfläche, Dichte und Größe der Partikeln. Für eine ruhende

Schüttung geben ZENZ und OTHMER für Glaskugeln mit etwa 300 μm Durchmesser einen Wert von $\beta = 26^\circ$ an [19].

Die Wahl einer scharfkantigen Blende als Eintrittsort für das Gas in das Partikelbett hat strömungstechnische Gründe. Beim Durchströmen eines Fluids durch eine Blendenöffnung entsteht in der Blendenebene, wie Abb. 3.2 a zeigt, ein fast rechteckiges Geschwindigkeitsprofil. Die Lauflänge der Strömung an der Kante der Öffnung ist praktisch gleich Null. Es kommt nicht zur Ausbildung einer Grenzschicht, in der wegen der Abnahme der Geschwindigkeit zur Wand hin Partikeln nach unten fallen können. Weiterhin wird der Strahl eines durch eine Blende strömenden Fluids eingeschnürt. Die Kontraktion führt zu einer Vergrößerung des Abstandes vom Zentralstrahl zur Blendenkante. Hierdurch wird die Möglichkeit der Benetzung der Blende mit Beschichtungsgas verringert. Die Kontraktion wird beschrieben durch den Kontraktions-Koeffizienten. Er ist definiert durch die Gleichung

$$F_C = c_C F_B \quad (3.1)$$

und ist abhängig von der Reynolds-Zahl und dem sog. Öffnungsverhältnis F/F_B [20]. Für die Bedeutung der Flächen F siehe Abb. 3.2 b.

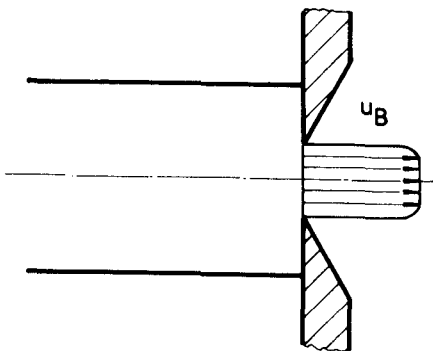


Abb. 3.2 a:
Geschwindigkeitsprofil der
Strömung durch eine Blende

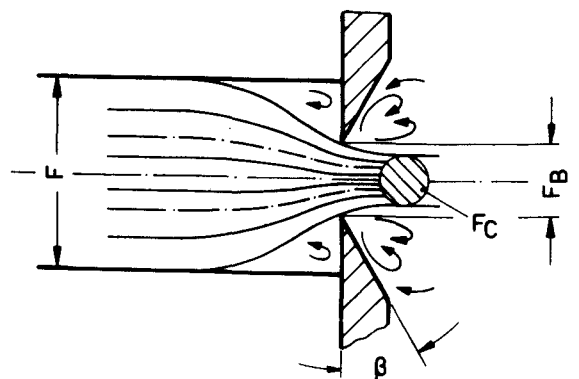


Abb. 3.2 b:
Strömungsverlauf durch
eine Blende

3.4 Das Zuführungsrohr

Das Zuführungsrohr für das Beschichtungsgas liegt in der Längsachse der Düse und läßt sich axial verschieben. Es endet in einem bestimmten Abstand unterhalb der Blende. Dieser Abstand ist so zu wählen, daß einerseits das obere Ende des Zuführungsrohres nicht die Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases erreicht, andererseits aber eine laminare Strömung des Zentralstrahles bis hin zur Blende gewährleistet ist. Der innere Durchmesser des Zuführungsrohres ist kleiner als der der Blendenöffnung.

3.5 Die poröse Platte

Für die Strömung des Ringstrahles wird eine möglichst gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung ohne Wirbel und Rotation angestrebt, um mögliche Störungen auf den Zentralstrahl auszuschalten. Eine solch gleichmäßige Strömung erhält man nach dem Durchtritt eines Fluids durch einen Körper mit über der Durchtrittsfläche gleichem Widerstandsbeiwert. Der Widerstand, den der Körper dem Durchströmen des Fluides entgegensetzt, ist proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit. Hohe Geschwindigkeiten werden also stärker abgebremst als niedrige. Das Geschwindigkeitsprofil wird eingeebnet und die Strömung gerichtet. Die Funktion des Widerstandskörpers wird bei der Düse von der porösen Platte übernommen.

4. VORVERSUCHE

4.1 Vorbemerkungen

Wie in Kapitel 3.1 gesagt wurde, müssen für ein einwandfreies Arbeiten der Düse Zentralstrahl und Ringstrahl trotz der Störungen, die von der Bewegung des Partikelnbettes ausgehen, laminar gehalten werden. Wird einer der beiden Strahlen turbulent, tritt eine Vermischung beider Strahlen ein. Durch Sichtbarmachen z. B. des Zentralstrahles kann also geprüft werden, ob beide Strahlen laminar sind.

Zur Sichtbarmachung des Zentralstrahles wurden zwei Methoden untersucht:

- die Schlierenmethode
- die Rauchmethode

Dabei wurde Wert darauf gelegt, eine möglichst scharfe Zeichnung der Strahlgrenze zu erhalten.

Eine weitere Forderung war, daß bei laminarem Zentralstrahl und Ringstrahl der Gasdurchsatz so groß sein muß, daß in der Blendenöffnung mindestens die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes erreicht wird. Es sollen keine Partikeln nach unten in den Ringkanal fallen.

4.1.1 Die Schlierenmethode

Beim Durchgang von Licht durch ein inhomogenes Medium, etwa ein Strömungsfeld unterschiedlicher Dichte, wird der Lichtstrahl abgelenkt. Die Ablenkung ist proportional dem Dichtegradienten im Medium. Auf dieser Tatsache beruht die Schlierenmethode nach TÖPLER [21].

In Abb. 4.1 ist als Beispiel der Aufbau eines Schlierensystems gezeigt, wie es bei den Versuchen zur Sichtbarmachung des Zentralstrahles der Düse verwendet wurde.

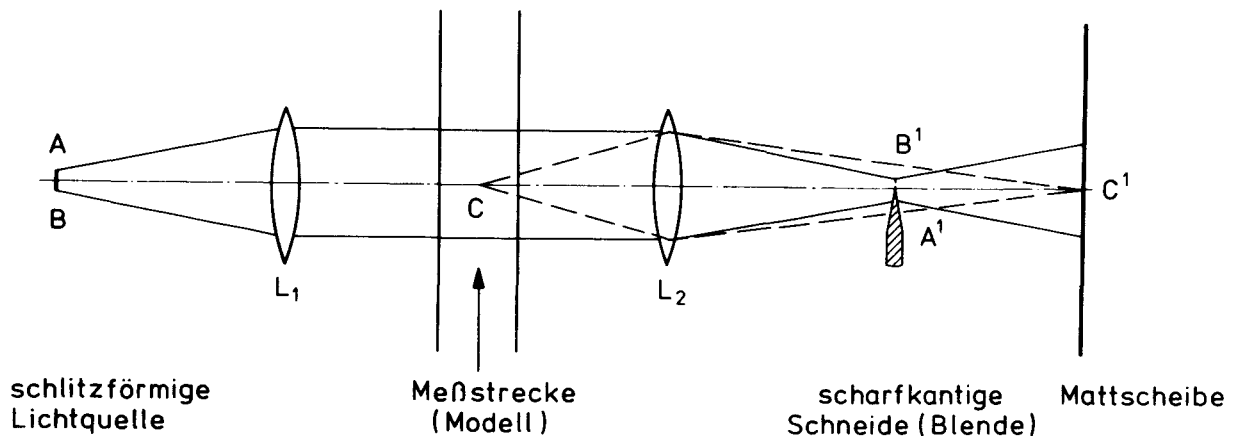


Abb. 4.1: Aufbau eines Schlierensystems

Die durchsichtigen Wandungen der Meßstrecke - hier die Wände des Glasmodelles - müssen schlierenfrei sein, anderenfalls erhält man störende Abbildungen auf der Mattscheibe. Da ein rotationssymmetrisches Modell der Düse aus schlierenfreiem Glas nicht hergestellt werden konnte, wurde für die Versuche ein Modell verwendet, bei dem zwischen zwei schlierenfreien Glasplatten die Kontur der Düse durch prismatische Einsätze geformt wurde. Das Zuführungsrohr für den Zentralstrahl befand sich frei stehend in der Mitte des Abstandes beider Glasplatten.

Zur Erzeugung eines Dichtegradienten zwischen Zentralstrahl und Ringstrahl wurden für beide Strahlen Gase unterschiedlicher Dichte verwendet; so z. B. Argon für den Zentralstrahl und Luft oder Helium für den Ringstrahl.

In der Literatur [21-25] werden verschiedene Anordnungen des Aufbaues von Schlierensystemen angegeben. Mehrere dieser Anordnungen wurden in einer Versuchsreihe angewendet. Es konnte jedoch für keine Gaskombination und mit keinem der Schlierensysteme eine befriedigende Abbildung des Zentralstrahles auf der Mattscheibe erzeugt werden.

4.1.2 Die Rauchmethode

Eine bei aerodynamischen Versuchen oft angewandte Methode zur Sichtbarmachung einer Strömung ist die Verwendung von Rauch als Fluid. Weißer Rauch ist gegen einen dunklen Hintergrund sehr gut sichtbar. Durch Anleuchten der Rauchströmung mit einer Lichtquelle mit möglichst gebündelten Lichtstrahlen erhält man eine gute Zeichnung der Grenze der Rauchströmung.

Die Rauchmethode hat gegenüber der Schlierenmethode den Vorteil, daß nicht auf Schlierenfreiheit der Modellwandungen geachtet werden muß. Das verwendete Modell kann daher aussehen wie die Hauptausführung. Es ist lediglich aus einem durchsichtigen Material zu fertigen, so daß eine Beobachtung der Strömung möglich ist.

4.2 Versuchsaufbau

Zur Erzeugung des Rauches für den Zentralstrahl der Düse wird Sägemehl mit Luftsauerstoff im Raucherzeuger verbrannt. Der Raucherzeuger ist ein zylindrischer Behälter aus Stahl. Sein innerer Durchmesser ist so gewählt, daß mit dem für die Versuche erforderlichen Luftdurchsatz eine möglichst gleichmäßige Verbrennung des Sägemehls gewährleistet wird.

Der Rauch verläßt den Raucherzeuger nach unten hin. Dabei tropft ein großer Teil des bei der Verbrennung des Sägemehls entstehenden Wassers in den Wasserabscheider ab. In der Kühlstrecke wird dem Rauch durch Ausfrieren weitere Feuchtigkeit entzogen. Nach der Kühlstrecke passiert er zur Abscheidung des Teeres und zur Verminderung der Restfeuchtigkeit eine Füllkörperkolonne sowie einen Trockenturm und einen Filter. Nach Verlassen des Filters tritt der Rauch durch das Zuführungsrohr in die Düse ein. Über ein Dreiwegeventil kann bei kontinuierlichem Luftdurchsatz durch den Raucherzeuger die

Rauchzufuhr zur Düse hin unterbrochen werden. Das Fluid für den Ringstrahl ist Luft. Abb. 4.2 zeigt den oben beschriebenen Versuchsaufbau.

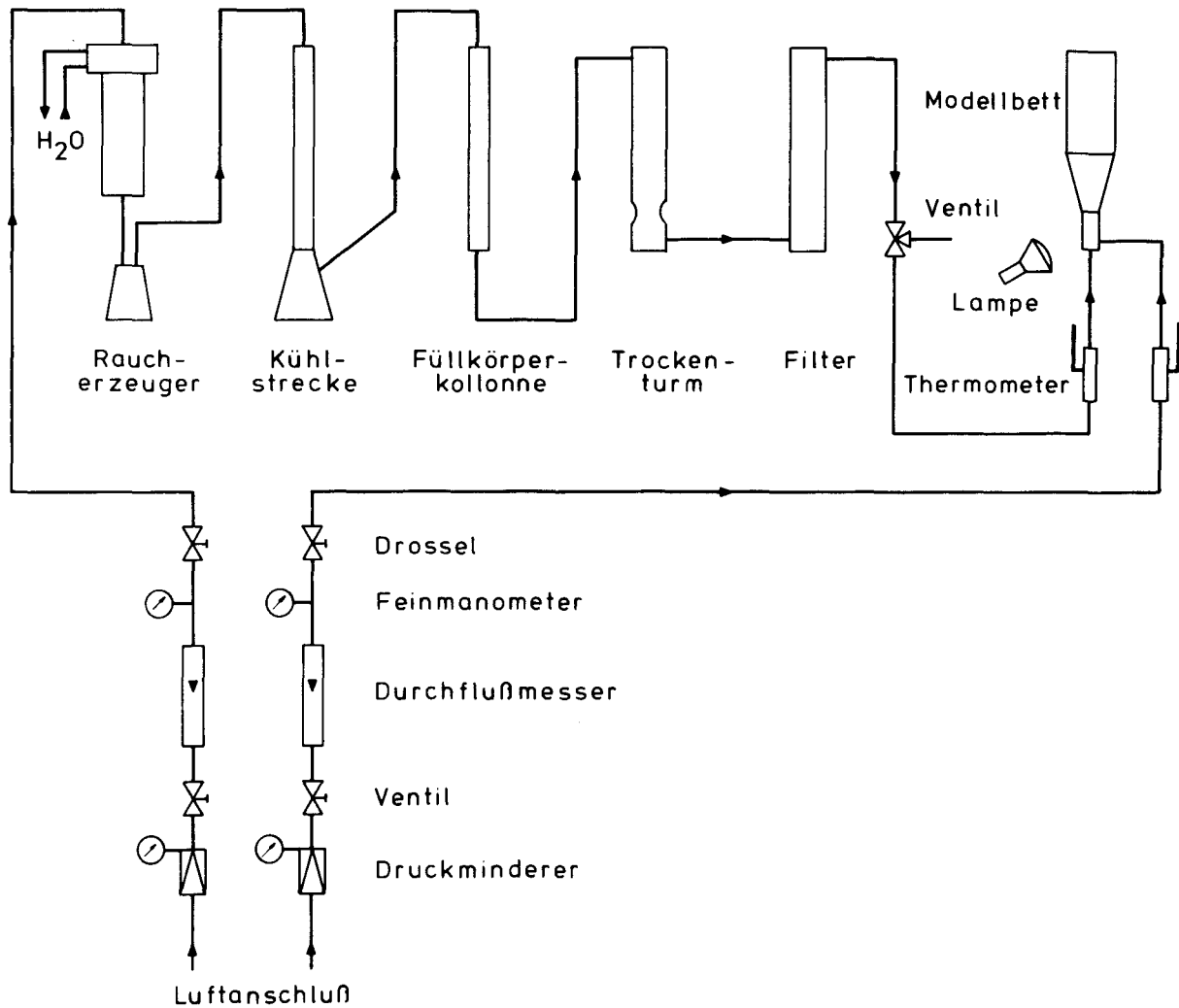


Abb. 4.2: Versuchsaufbau zur Sichtbarmachung des Zentralstrahles durch Rauch

In Abb. 4.3 ist das Modell der Düse mit Konus dargestellt. Die Wandungen sind aus Glas gefertigt, um die Strömung beobachten zu können. Die poröse Platte ist eine Glasfritte. Blende und Zuführungsrohr können ausgewechselt werden. Das Zuführungsrohr ist axial verschiebbar, um seinen Abstand zur Blende variieren zu können.

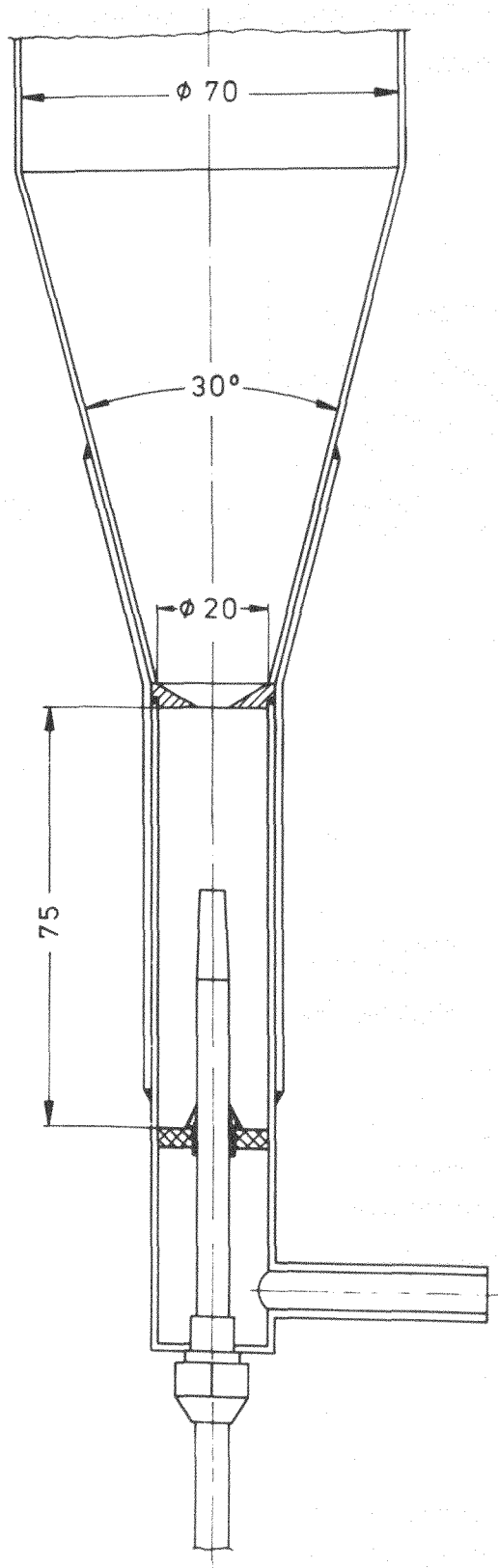


Abb. 4.3: Glasmodell der Düse mit Konus

4.3 Versuchsdurchführung und Ergebnisse

Bei eingestelltem Ringstrahl wurden verschiedene Mengen Magnesiumpartikeln mit 224 μm bis 250 μm Durchmesser in den Konus gegeben. Die maximale Menge war etwa 100 ml. Der Luftdurchsatz des Ringstrahles war dabei so bemessen, daß keine Partikeln durch die Blendenöffnung nach unten in den Ringkanal fielen. Dann wurde der durch Rauch sichtbar gemachte Zentralstrahl zugeschaltet. Bei Variation der Durchsätze von Zentralstrahl und Ringstrahl wurde der Zentralstrahl beobachtet.

Die Versuche haben gezeigt, daß die im Kapitel 3.1 aufgestellten Forderungen erfüllt werden können. Bei beladenem Konus konnten Zentralstrahl und Ringstrahl für einen gewissen Durchsatzbereich laminar gehalten werden (siehe Abb. 4.4). Eine sichtbare Vermischung beider Strahlgrenzen trat dabei nicht auf. Eine Deformierung des Zentralstrahles durch die von der Bewegung des Partikelnbettes herrührenden Störungen konnte bei den Versuchen nicht beobachtet werden. Oberhalb eines bestimmten Luftdurchsatzes für den Ringstrahl war in der Blendenebene eine Kontraktion des Zentralstrahles zu erkennen. Über der Blendenöffnung bildete sich eine Fluidblase aus, in die der Zentralstrahl eintrat, ohne die Kante der Blendenöffnung zu benetzen.

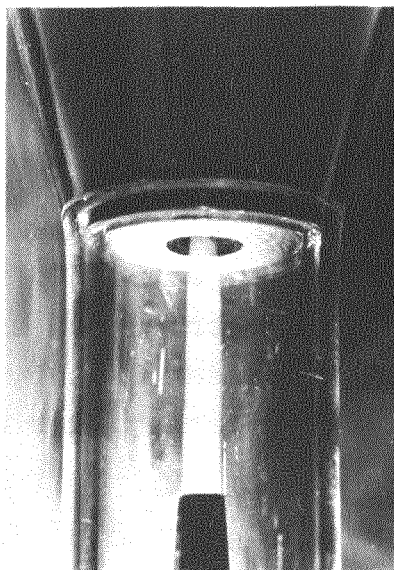


Abb. 4.4: Durch Rauch sichtbar gemachter laminarer Zentralstrahl

Im Bereich des Durchsatzes, in dem Zentral- und Ringstrahl laminar gehalten wurden, konnte in der Blendenöffnung die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes eingestellt werden. Partikeln fielen nicht durch die Blendenöffnung nach unten in den Ringkanal.

5. THEORETISCHE GRUNDLAGEN UND UNTERSUCHUNGEN

5.1 Zur Laminarität des Zentralstrahles

Der laminare Bereich einer Strömung ist gekennzeichnet durch die Bewegung eines Fluidpartikels entlang einer Stromlinie. Die Bewegung ist frei von makroskopischen Geschwindigkeitsfluktuationen, insbesondere quer zur Strömungsrichtung. Die Geschwindigkeit eines Fluidpartikels entlang einer Stromlinie hat dabei nicht unbedingt den gleichen Betrag wie die Geschwindigkeit eines Partikels entlang einer benachbarten Stromlinie. Vielmehr ist aus der Praxis bekannt, daß die Strömungsgeschwindigkeit z. B. in einem Rohr zur Wand hin abnimmt. An der Rohrwand baut sich eine Grenzschicht auf, die einen maßgeblichen Einfluß auf das Verhalten der Gesamtströmung hat.

Die Erhöhung der Geschwindigkeit eines Fluids über einen bestimmten Betrag hinaus resultiert in einem Umschlagen der laminaren in eine turbulente Strömung. In der turbulenten Strömung treten starke Querströmungen auf, die bei einem aus einer Öffnung frei austretenden Strahl, wie dem Zentralstrahl, eine intensive Vermischung des Strahles mit seiner Umgebung mit sich bringt.

Allgemein wird heute die von REYNOLDS [26] aufgestellte Hypothese akzeptiert, daß die Ursache für das Umschlagen einer Strömung vom laminaren in den turbulenten Zustand eine In-

stabilität in der laminaren Grenzschicht ist. Die treibende Kraft einer Strömung ist das Druckgefälle dp/dx in Strömungsrichtung. In der Grenzschicht wird wegen der Wandreibung, die umso größer ist, je rauher die Wand ist, die Strömung verzögert. (Für den freien Strahl ist die Wand das den Strahl umgebende Medium). Nach BERNOULLI gilt entlang einer Stromlinie

$$p + \frac{\rho}{2} u^2 = \text{const.} \quad (5.1)$$

Somit steigt der statische Druck in der Grenzschicht mit geringer werdender Strömungsgeschwindigkeit an, bis dp/dx den Wert Null annimmt. Hier genügt eine geringe Störung, um in der laminaren Grenzschicht eine Instabilität zu erzeugen, die ein Umschlagen der Strömung von laminar in turbulent bewirken kann. Ein die Strömung beschreibendes Kriterium ist die Reynolds-Zahl Re , wie sie in Kapitel 5.3.2.1 abgeleitet wird,

$$Re = \frac{l u_p}{\eta} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}}$$

Die Reynolds-Zahl, bei der für eine Rohrströmung mit dem Umschlagen vom laminaren in den turbulenten Bereich gerechnet werden muß, wird allgemein als kritische Reynolds-Zahl Re_{krit} bezeichnet und in der Literatur [21-26] mit $Re_{\text{krit}} = 2300$ angegeben. Der Wert 2300 kann jedoch unter der Voraussetzung möglichst geringer Reibung in der Grenzschicht und möglichst geringer Störungen erheblich überschritten werden.

Der Strömungszustand des Zentralstrahles wird hauptsächlich durch folgende Faktoren bestimmt: Beim Austritt des Strahles aus dem Zuführungsrohr findet ein Druckausgleich zwischen Zentral- und Ringstrahl statt, wodurch der Druckgradient des Zentralstrahles in Strömungsrichtung verringert wird. Bei variierenden Fluiddurchsätzen herrschen zwischen beiden Strahlen unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten, die einen Einfluß auf die Grenzschicht beider Strahlen haben. Durch die Bewegung des Partikelnbettes ist der Zentralstrahl Druck-

schwankungen ausgesetzt, und schließlich hängt der Strömungszustand des Strahles in nicht geringem Maße von seiner Länge ab.

5.2 Grundlagen der Fluidisierung

5.2.1 Allgemeines

Einem Fluid, das eine Partikelschicht von unten her durchströmt, wird durch die Schicht ein Widerstand entgegengesetzt. Bleibt die Schicht beim Durchströmen in Ruhe, spricht man von einer durchströmten Schütttschicht. Bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids lockert sich die Schütttschicht auf, der Partikelzwischenraum der Schicht, beschrieben durch die Gleichung

$$\epsilon = \frac{V_B - V_{PS}}{V_B} \quad (5.2)$$

vergrößert sich und damit auch das Partikelbettvolumen V_B , bis ein Punkt erreicht wird, bei dem der dem Fluid entgegengesetzte Widerstand gleich dem um den Auftrieb verringerten Gewicht der Partikelschicht ist. Das System Fluid-Partikeln befindet sich im dynamischen Gleichgewicht. Bei einer kleinen Störung dieses Gleichgewichtes, z. B. durch eine Druckschwankung, geht die expandierte Schütttschicht in die Wirbelschicht über. Die Partikeln geraten in eine stark unregelmäßige Bewegung zueinander. Dieser Punkt wird als Wirbelpunkt bezeichnet, und die dazugehörige Geschwindigkeit ist die minimale Wirbel- oder Fluidisierungsgeschwindigkeit u_{mf} . Am Wirbelpunkt nimmt die Schütttschicht den Zustand größtmöglichen Partikelzwischenraumes ϵ_{mf} ein.

Eine Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit über die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit hinaus bewirkt eine weitere Expansion der Wirbelschicht, bis diese schließlich als "Partikelnwolke" vorliegt und die Fluidgeschwindigkeit die Austraggeschwindigkeit der Partikeln erreicht. Die Austraggeschwindigkeit hat in

guter Näherung den Wert der in Kapitel 5.2.3 abgeleiteten Fallgeschwindigkeit eines Partikels.

Die Wirbelschicht entsteht in einem begrenzten Bereich der Fluidgeschwindigkeit; das Verhältnis der Austragggeschwindigkeit zur minimalen Fluidisiergeschwindigkeit gibt die Breite dieses Bereiches an.

5.2.2 Die minimale Fluidisiergeschwindigkeit

Die minimale Fluidisiergeschwindigkeit einer Wirbelschicht ist definiert als die Geschwindigkeit, bei dem der Druckverlust in der Partikelschicht gleich dem um den Auftrieb verringerten Gewicht der Schicht pro Flächeneinheit ist [27].

Für den Punkt minimaler Fluidisierung gilt also

$$\Delta p = (1 - \epsilon_{mf})(\rho_P - \rho_F) H_{mf} g \quad (5.3)$$

Eine Korrelation zwischen der Leerrohrgeschwindigkeit u_o und dem Druckverlust Δp einer Schütttschicht wird von ERGUN [27] gegeben durch die Gleichung

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} \frac{\eta u_o}{(\phi_P d_P)^2} + 1,75 \cdot \frac{1-\epsilon}{\epsilon^3} \cdot \frac{\rho_F u_o^2}{\phi_P d_P} \quad (5.4)$$

wobei der erste Term den Reibungsverlust und der zweite den Verlust an kinetischer Energie des Fluides darstellt.

Kombiniert man beide Gleichungen und schreibt dabei Gleichung (5.4) mit den Symbolen für die minimale Fluidisierung, so erhält man eine quadratische Gleichung in u_{mf} von der Form:

$$\frac{1,75}{\phi_P \epsilon_{mf}^3} \left(\frac{d_P u_{mf} \rho_F}{\eta} \right)^2 + \frac{150(1-\epsilon_{mf})}{\phi_P^2 \epsilon_{mf}^3} \cdot \frac{d_P u_{mf} \rho_F}{\eta} = \frac{d_P^3 \rho_F (\rho_P - \rho_F) g}{\eta^2} \quad (5.5)$$

Für kleine Reynolds-Zahlen ($Re < 20$) kann jedoch der kinetische Druckverlust in Gleichung (5.4) vernachlässigt werden, wodurch sich Gleichung (5.5) vereinfacht und für die minimale Fluidisiergeschwindigkeit einer Wirbelschicht geschrieben werden kann

$$u_{mf} = \frac{d_P^2}{150} \cdot \frac{\rho_P - \rho_F}{\eta} g \phi_P^2 \left(\frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \right); \quad Re < 20 \quad (5.6)$$

LEVA [28] gibt zur Bestimmung des Massenstromes für minimale Fluidisierung folgende Beziehung an

$$M_{mf} = C g \frac{d_P^2 \rho_F (\rho_P - \rho_F)}{\eta} \quad (5.7)$$

wobei C eine Funktion der Reynolds-Zahl ist, und durch eine Vielzahl von Meßpunkten ermittelt wurde.

Nach LEVA gilt für $Re < 10$

$$C = 7 \cdot 10^{-4} Re^{-0,063} \quad (5.8)$$

Mit Einführen dieser Konstanten in Gleichung (5.7) erhält er die zugeschnittene Größengleichung

$$M_{mf} = 688 \frac{d_P^{1,82} [\rho_F (\rho_P - \rho_F)]^{0,94}}{\eta^{0,88}} \quad (5.9)$$

und mit dem Massenstrom

$$M_{mf} = u_{mf} \rho_F \quad (5.10)$$

die minimale Fluidisiergeschwindigkeit zu

$$u_{mf} = 688 \frac{d_P^{1,82}}{\rho_F} \cdot \frac{[\rho_F (\rho_P - \rho_F)]^{0,94}}{\eta^{0,88}} \quad (5.11)$$

Gleichung (5.11) ergibt die minimale Fluidisiergeschwindigkeit u_{mf} in [ft/h] wenn für die übrigen Größen folgende Einheiten eingesetzt werden: d_P [in], ρ_P und ρ_F [lb/ft³] und η [cP].

Berechnet man u_{mf} für kugelförmige Partikeln des Durchmessers $d_P = 250 \mu m$ mittels der Gleichungen (5.6) und (5.11), so ergibt Gleichung (5.11) einen um etwa 15 % geringeren Wert. Der

Grund dafür ist, daß der Formfaktor ϕ_P , der bei kugelförmigen Partikeln den Wert $\phi_P = 1$ hat, und der Partikelzwischenraum ϵ_{mf} in LEVAS Gleichung in der Konstanten C berücksichtigt werden, während in Gleichung (5.6) beide Größen explizit durch den Ausdruck

$$\phi_P^2 \left(\frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \right)$$

eingehen. Die Konstante C repräsentiert einen Mittelwert aus zahlreichen Messungen mit Wirbelgut verschiedener und unregelmäßiger Körnung, so daß hier sicher $\phi_P < 1$ ist. LEVA gibt für den Term

$$\phi_P^2 \left(\frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \right)$$

für Partikeln mit einem mittleren Durchmesser $d_P = 250 \mu m$ den Wert 0,11 an, während dieser sich für kugelförmige Partikeln dieses Durchmessers mit $\phi_P = 1$ und einem Partikelzwischenraum von $\epsilon_{mf} = 0,425$ [19,29] zu 0,129 errechnet.

Die in Gleichung (5.6) eingehende Abhängigkeit des Druckverlustes Δp von der Leerrohrgeschwindigkeit [Gleichung (5.3)] sowie die Konstante C in LEVAS Gleichung (5.11) wurden für zylindrische Wirbelbetten mit homogenen Anströmböden (Sieb, poröse Platte) ermittelt, so daß die Gleichungen (5.6) bzw. (5.11) nicht unbedingt für ein konisches Wirbelbett mit einem zentralen Fluideintritt gelten.

Bildet man daher einen Quotienten aus u_{mfk} , der minimalen Fluidisiergeschwindigkeit für eine vom Zylinder verschiedene Bettgeometrie und ein vom homogenen Anströmboden verschiedenes Anströmsystem, und u_{mf} , errechnet aus Gleichung (5.6), so erhält man einen Korrekturfaktor

$$\alpha_f = \frac{u_{mfk}}{u_{mf}}, \quad (5.12)$$

der die Abweichung der Bettgeometrie vom Zylinder und der Anströmeinheit vom homogenen Anströmboden für die minimale Fluidisiergeschwindigkeit berücksichtigt.

Für eine bestimmte Bettgeometrie läßt sich ein Fluidisierungsgrad β_f definieren, der gebildet wird als Quotient der momentanen Leerrohrgeschwindigkeit u_o zur minimalen Fluidisiergeschwindigkeit u_{mf} .

$$\beta_f = \frac{u_o}{u_{mf}} \quad (5.13)$$

Der Fluidisierungsgrad β_f gibt an, wie weit man die Fluidgeschwindigkeit über die minimale Fluidisiergeschwindigkeit hinaus erhöhen muß, um einen bestimmten Bewegungszustand im Partikelbett zu erhalten.

5.2.3 Die Partikelndfallgeschwindigkeit

Die Partikelndfallgeschwindigkeit ist die von einem Partikel im freien Fall erreichte Endgeschwindigkeit. Sie ist eine für das Partikel eindeutig definierte Größe und kann daher als charakteristische Größe zur Beschreibung der hydrodynamischen Eigenschaften des Partikels verwendet werden. Partikeln verschiedener Form, Größe und Dichte aber gleicher Fallgeschwindigkeit verhalten sich hydrodynamisch gleich.

Die Ableitung einer Gleichung für die Partikelndfallgeschwindigkeit kann, wie von BIESS und VIEHWEG [30] durchgeführt, mittels der an einem Partikel angreifenden Kräfte erfolgen.

Betrachtet wird ein Partikel, das in einem mit einem Fluid durchströmten Raum eine lotrechte Bewegung ausführt. Die dabei zu unterscheidenden Geschwindigkeiten sind, wie Abb. 5.1 zeigt:

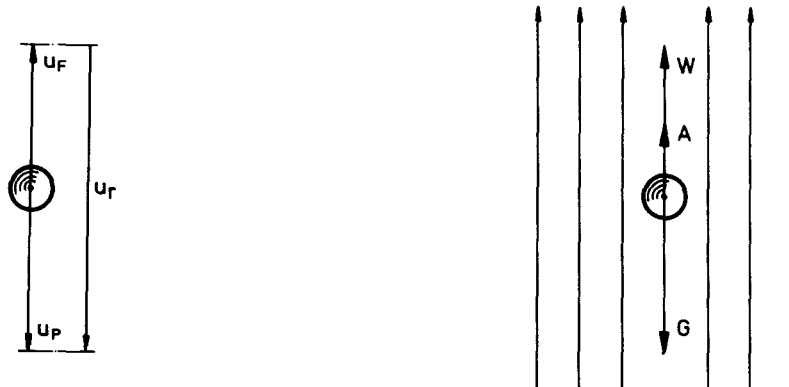
absolute Partikelndgeschwindigkeit	u_p	
absolute Fluidgeschwindigkeit	u_f	
Relativgeschwindigkeit des Partikels gegenüber dem Fluid	$u_r = u_p - u_f$	(5.14)

Die auf das Partikel wirkenden Kräfte sind ebenfalls in Abb. 5.1 angegeben. Es sind:

$$\text{Gewicht} \quad G = V_p \rho_p g \quad (5.15)$$

$$\text{Auftrieb } A = V_P \rho_F g \quad (5.16)$$

$$\text{Widerstand } W = c_W \frac{\rho_F}{2} u_r^2 F_P \quad (5.17)$$



Bei der Bewegung auftretende
Geschwindigkeiten

An das Partikel angreifende
Kräfte

Abb. 5.1: Lotrecht fallendes Partikel im durchströmten
Raum

Der Auftrieb ist gleich dem Gewicht des durch das Partikel verdrängten Fluides, der Widerstand wird hervorgerufen durch die Differenz der Geschwindigkeiten von Partikel und Fluid.

Das Partikel befindet sich in einem stationären Zustand mit konstanter Endgeschwindigkeit, wenn die Summe der an ihm angreifenden Kräfte gleich Null ist oder wenn gilt

$$G = A + W \quad (5.18)$$

Daraus ergibt sich mit den Gleichungen (5.15) bis (5.17) für die Relativgeschwindigkeit des Partikels

$$u_r = \sqrt{\frac{2 V_P (\rho_P - \rho_F) g}{c_W F_P \rho_F}} \quad (5.19)$$

Mit Gleichung (5.14) erhält man die absolute Partikelngeschwindigkeit zu

$$u_P = \sqrt{\frac{2 V_P (\rho_P - \rho_F) g}{c_W F_P \rho_F}} + u_F \quad (5.20)$$

Ist die absolute Fluidgeschwindigkeit u_F gleich Null, d. h. fällt das Partikel in einem ruhenden Medium, so wird die absolute Partikelgeschwindigkeit u_P gleich der Relativgeschwindigkeit u_r . Diese Geschwindigkeit ist gleich der Partikelgeschwindigkeit im freien Fall und soll hier mit u_g bezeichnet werden.

$$u_g = \sqrt{\frac{2 V_P (\rho_P - \rho_F) g}{c_W F_P \rho_F}} \quad (5.21)$$

Für ein kugelförmiges Partikel können das Partikelvolumen V_P und seine Projektionsfläche F_P durch den Durchmesser d_P ausgedrückt werden. Man erhält dann aus Gleichung (5.21)

$$u_g = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{1}{c_W} \frac{d_P (\rho_P - \rho_F) g}{\rho_F}} \quad (5.22)$$

Der Widerstandsbeiwert c_W ist eine Funktion der Reynolds-Zahl. Zur Ermittlung von $c_W(Re)$ werden in der Literatur Näherungsbeziehungen angegeben. Unterteilt in verschiedene Re -Bereiche gilt:

nach STOKES [30]; $Re \leq 0,1$

$$c_W = \frac{24}{Re} \quad (5.23)$$

nach OSEEN [30]; $0,1 \leq Re \leq 1$

$$c_W = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re\right) \quad (5.24)$$

nach SCHILLER und NAUMANN [30]; $0 < Re \leq 800$

$$c_W = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (5.25)$$

nach JOHNSON [30]; $10 \leq Re \leq 100$

$$c_W = \frac{12,8}{Re^{0,53}} \quad (5.26)$$

Bei den in dieser Arbeit zu ermittelnden Partikelndfallgeschwindigkeiten treten Reynolds-Zahlen im Bereich von $20 < Re < 40$ auf. Zur Bestimmung der c_W -Werte bieten sich daher die Gleichungen (5.25) oder (5.26) an. In Abb. 5.2 sind die Kurven $c_W(Re)$ beider Gleichungen zum Vergleich mit den experimentell bestimmten c_W -Werten für kugelförmige Partikeln von PETTYJOHN und CHRISTIANSEN [19] aufgetragen. Die Kurve nach SCHILLER und NAUMANN zeigt eine bessere Übereinstimmung mit den Werten von PETTYJOHN und CHRISTIANSEN als die Kurve nach JOHNSON. Durch eine geringe Modifikation der Gleichung von SCHILLER und NAUMANN zu der Form

$$c_W = \frac{24}{Re} (1,13 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (5.27)$$

konnte erreicht werden, daß im Bereich $20 < Re < 40$ die rechnerisch ermittelten c_W -Werte mit den experimentell gefundenen praktisch identisch sind.

Mit Hilfe der Gleichung (5.21) kann bei bekannter Fallgeschwindigkeit u_g eines ungleichmäßig geformten Partikels ein äquivalenter Durchmesser bestimmt werden, der dem eines kugelförmigen Partikels entspricht, das die gleichen hydrodynamischen Eigenschaften besitzt wie das ungleichmäßig geformte Partikel. Es ist:

$$d_{P\ddot{a}} = \frac{3}{4} c_W \frac{u_g^2 \rho_F}{g(\rho_P - \rho_F)} \quad (5.28)$$

Damit das um den Auftrieb verminderte Gewicht bei dem ungleichmäßig geformten Partikel und dem äquivalenten Partikel mit Kugelform konstant bleibt, muß die Partikelndichte auf das äquivalente Kugelvolumen bezogen werden. Es gilt:

$$\rho_{P\ddot{a}} = (\rho_P - \rho_F) \left(\frac{d_P}{d_{P\ddot{a}}} \right)^3 + \rho_F \quad (5.29)$$

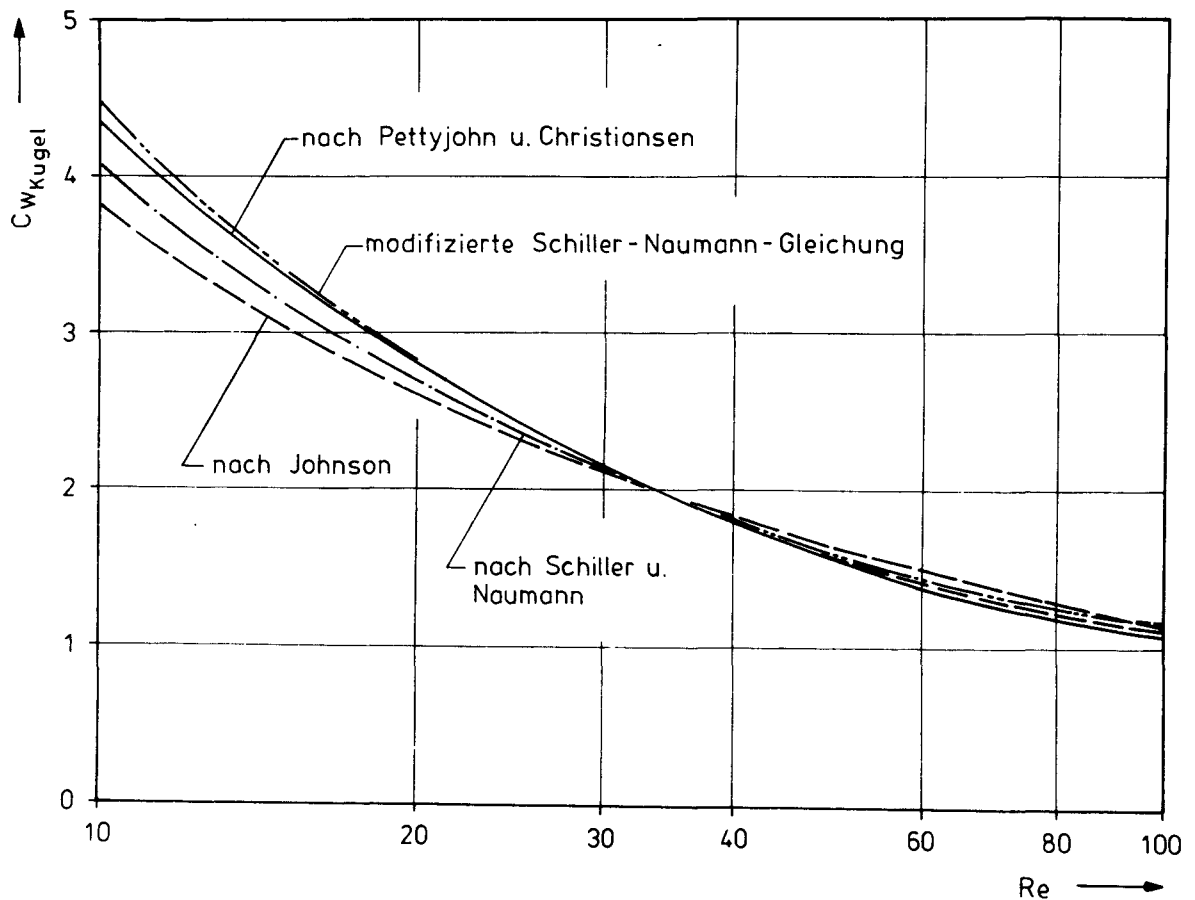


Abb. 5.2: Widerstandsbeiwert c_W einer Kugel als Funktion der Reynolds-Zahl Re [19,30]

Eine weitere Möglichkeit, die Fallgeschwindigkeit eines kugelförmigen Partikels zu bestimmen, ist gegeben durch die Verwendung der in Kapitel 5.3.2.2 abgeleiteten Ähnlichkeitskennzahlen Ar und Be . Während die Archimedeszahl Ar durch die relative Masse des Partikels und die Stoffeigenschaften des Fluides bestimmt ist, enthält die Beránek-Zahl Be die Partikelnefallgeschwindigkeit. Wenn nun zwischen Ar und Be eine allgemein gültige Korrelation gefunden werden kann, so ist es möglich, bei bekannter Masse und bekanntem Durchmesser oder Dichte des Partikels aus der Beránek-Zahl die Fallgeschwindigkeit u_g zu errechnen.

Eine durch Versuche ermittelte Abhängigkeit der Beránek-Zahl von der Archimedes-Zahl kann nach BERÁNEK et al. [31] durch folgende Funktion ausgedrückt werden:

$$\text{Be} = \frac{7,356 \text{ Ar}^2}{[(\text{Ar}+12)(\text{Ar}+240)(\text{Ar}+47100)]}; \quad \text{Ar} < 10^{10} \quad (5.30)$$

Nach BERÁNEK et al. beträgt die Genauigkeit der nach dieser Methode berechneten Fallgeschwindigkeit, verglichen mit gemessenen Werten, $\pm 3 \%$ in einem Bereich $\text{Ar} < 2 \cdot 10^5$. Bei Vergleichsrechnungen für kugelförmige Partikeln einer Magnesiumlegierung, wie sie in Kapitel 6.1.1 beschrieben sind, ergaben sich mit der Beránek'schen Methode Fallgeschwindigkeiten, die um 2,5 % höher lagen als die Fallgeschwindigkeiten, die mit der über das Kräftegleichgewicht am Partikel abgeleiteten Beziehung (Gleichung 5.22) errechnet wurden.

5.2.4 Die Balancegeschwindigkeit

Die zu beschichtenden Partikeln befinden sich in fluidisiertem Zustand im Konus des Reaktionsrohres. Der Konus ist nach unten hin durch die Blende begrenzt. Der Durchmesser der Blendenöffnung ist um den Faktor 10 bis 20 größer als der Durchmesser eines Partikels. Um zu verhindern, daß während des Beschichtens Partikeln den Beschichtungsraum nach unten hin durch die Blendenöffnung verlassen und in den Ringkanal gelangen, muß das Angebot an Beschichtungs- und Trägergas so bemessen sein, daß in der Blendenöffnung die Balancegeschwindigkeit erreicht wird. Die Balancegeschwindigkeit u_b sei also definiert als die Geschwindigkeit, bei der an einem Partikel in der Wirbelschicht Kräftegleichgewicht herrscht.

Die Balancegeschwindigkeit ist i. a. verschieden von der in Kapitel 5.2.3 beschriebenen Partikelnfallgeschwindigkeit. NUDMANN und HILL [19] haben in zahlreichen Versuchen die Partikelnfallgeschwindigkeit durch in einem Fluid frei fallende Partikeln bestimmt und verglichen mit der Fluidgeschwindigkeit

(Balancegeschwindigkeit) die erforderlich ist, um die selben Partikeln in einer lotrechten Teststrecke in der Schwebe zu halten. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß das Verhältnis von Balancegeschwindigkeit zu Partikelndurchfallgeschwindigkeit nur dann gegen den Wert eins geht, wenn für beide, Partikeln und Teststrecke, die Reynolds-Zahlen im laminaren oder turbulenten Bereich liegen. Befindet sich eine der Re-Zahlen im laminaren und die andere im turbulenten Bereich, so ist die Balancegeschwindigkeit immer größer als die Partikelndurchfallgeschwindigkeit.

Das Verhalten eines angeströmten Partikels wird durch Störungen beeinflusst, die von anderen in seiner Nähe befindlichen Partikeln herrühren. BAGOTSKAYA [19] beobachtete noch Interferenzen zwischen in Flüssigkeiten frei fallenden Quecksilbertropfen, deren vertikaler Abstand 25 Partikelndurchmesser erreichte. Hinter einem angeströmten Partikel bildet sich ein Totwassergebiet aus, das infolge Wirbelbildung der Strömung stromabwärts eine gewisse Turbulenz aufprägt. Diese induzierte Turbulenz reduziert den Widerstandsbeiwert c_w eines Partikels, das sich in diesem Gebiet befindet, so daß eine erhöhte Geschwindigkeit erforderlich ist, um das Partikel in der Schwebe zu halten.

Die gegenseitige Beeinflussung der Partikeln ist umso größer, je geringer ihr Abstand voneinander ist. Die Länge des Totwassergebietes hinter einem Partikel kann nach ZENZ und OTHMER [19] mittels der Gleichung

$$L_w = 0,1 (Re)^{0,75} d_p; \quad Re < 100 \quad (5.31)$$

abgeschätzt werden. Sie liegt damit in der Größenordnung eines Partikelndurchmessers und des mittleren Abstandes der Partikeln im Wirbelbett, so daß im Wirbelbett Partikeln in das Totwassergebiet anderer Partikeln und somit in deren Strömungsschatten gelangen.

Die Balancegeschwindigkeit u_b eines unbeschleunigten Partikels in einem Wirbelbett kann nach Gleichung (5.22) bestimmt werden, wenn der in dieser Gleichung enthaltene Widerstandsbeiwert c_W für dieses Partikel bekannt ist. Es gilt dann:

$$u_b = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{1}{c_W} d_p \frac{(\rho_P - \rho_F)g}{\rho_F}} \quad (5.32)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Partikeln in einem Wirbelbett nur durch den auf sie wirkenden Staudruck des Fluides getragen werden, gibt REH [32] eine Beziehung an, die den Widerstandsbeiwert eines Partikels im Wirbelbett beschreibt. Nach REH gilt

$$c_W(\text{Re}) = 1,33 \epsilon^{1,65} \left(150 \frac{1-\epsilon}{\text{Re}} + 1,75 \right) \quad (5.33)$$

wobei der Klammerausdruck eine von ERGUN aufgestellte Widerstandsfunktion ist. Die in Gleichung (5.33) enthaltene Reynolds-Zahl ist auf den Partikelndurchmesser bezogen.

Aus Gleichung (5.33) geht hervor, daß der Widerstandsbeiwert c_W abhängig ist vom Partikelnzwischenraum ϵ . ϵ wiederum ist im konischen Wirbelbett bei gleichem Fluiddurchsatz eine Funktion der Höhe im Wirbelbett, so daß eine einfache Aussage über seinen Wert nicht gemacht werden kann. Nach ZENZ [33] jedoch nimmt der Partikelnzwischenraum im Bereich der Oberfläche einer im Wirbelbett über dem Fluideintrittsort entstehenden Blase den Wert für minimale Fluidisierung an. Unter dieser Voraussetzung kann Gleichung (5.33) dann geschrieben werden:

$$c_W(\text{Re}) = 1,33 \epsilon_{mf}^{1,65} \left(150 \frac{1-\epsilon_{mf}}{\text{Re}} + 1,75 \right); \quad \text{Re} < 100 \quad (5.34)$$

Für runde Partikeln gleicher Größe in einem Durchmesserbereich von 200 μm bis 300 μm ist für minimale Fluidisierung der Partikelnzwischenraum $\epsilon_{mf} = 0,425$ eine gute Näherung [19,29].

5.2.5 Bewegungsformen im konischen Wirbelbett

Die Wirbelschicht entsteht in einem definierten Bereich der Fluidgeschwindigkeit, der begrenzt wird von der minimalen Fluidisiergeschwindigkeit und der Austrag- oder Transportgeschwindigkeit der Partikeln. In diesem Bereich lassen sich bei stationärer Anströmung im konischen Wirbelbett vier typische Bewegungsformen unterscheiden, die teilweise einen erheblichen Einfluß auf die Balancegeschwindigkeit und damit auf das erforderliche Trägergasangebot haben.

5.2.5.1 Die blasenbildende Wirbelschicht (Bubbling)

Trotz kontinuierlicher Gaszufuhr durchströmt das Gas das Wirbelbett in Form von Blasen (Abb. 5.3 a). Über dem Eintrittsort des Gases bildet sich eine Blase aus, die, nachdem sie ein bestimmtes Volumen erreicht hat, nach oben steigt. Nach dem Ablösen einer Blase vom Eintrittsort bildet sich dort eine neue aus. Bildung und Aufsteigen der Blasen erfolgen also mit einer bestimmten Frequenz.

Beim Aufsteigen verdrängt die Blase die über ihr befindlichen Partikeln nach außen hin, während sie in einer Schleppe Partikeln mit nach oben zieht. Die verdrängten Partikeln wandern in der Schiebeschicht an der Wand des Konus nach unten. Beim Durchbrechen der Betttoberfläche schleudert die Blase die dort lagernden und die mitgeführten Partikeln empor. Die Partikeln fallen zurück auf die Betttoberfläche, wo sie von der nächsten Blase erneut erfaßt werden oder in die Schiebeschicht gelangen und dort nach unten wandern.

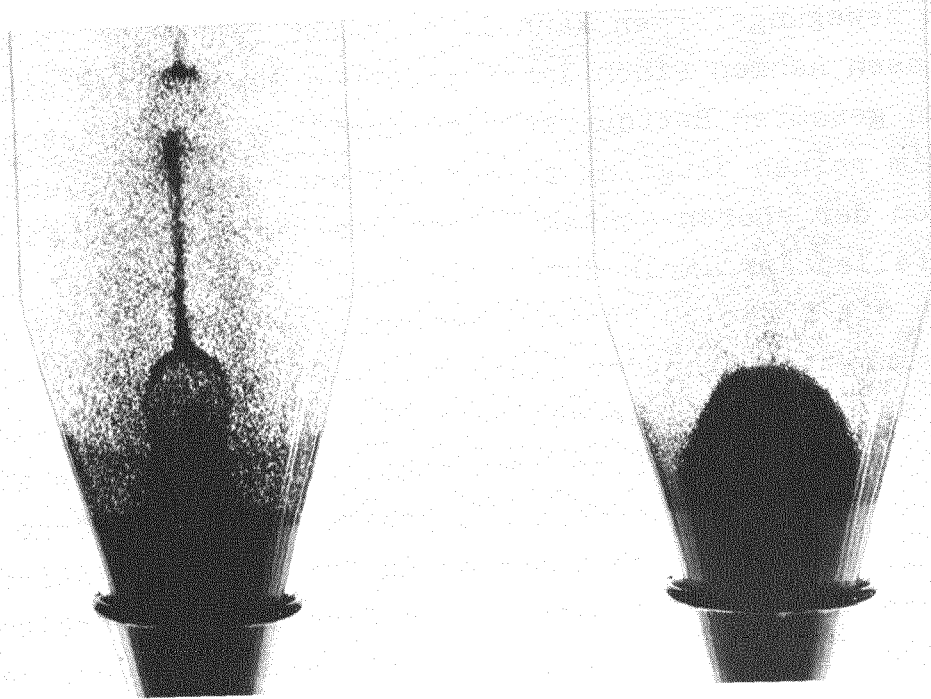
5.2.5.2 Die stoßende Wirbelschicht (Slugging)

Bei einer Vergrößerung der Blendenöffnung und des Ringgasdurchsatzes geht die blasenbildende in die stoßende Wirbelschicht über (Abb. 5.3 b). Eine scharfe Grenze zwischen

beiden Bewegungsformen kann i. a. nicht festgestellt werden. Die Blasen nehmen einen immer größeren Querschnitt ein, bis sie den gesamten Bettquerschnitt ausfüllen. Es entstehen daher beim reinen Slugging an der Bettwand keine Schiebeschichten. Von der oberen Kontaktfläche des Partikelnbettes mit der Blase fallen Partikeln durch die Blase hindurch nach unten, wodurch die Blase zu steigen beginnt. Ist das Gewicht des Partikelnbettes über der Blase geringer als der Auftrieb der Blase, so schiebt diese das Bett wie ein Kolben vor sich her, bis sie an der Oberfläche zerplatzt. Beim Zerplatzen wird nicht nur ein Teil, sondern die gesamte Bettoberfläche emporgeschleudert. Hierdurch kommt es zu der charakteristischen stoßenden Bewegung des Bettes. Die Flughöhe der Partikeln ist beim Slugging wesentlich geringer als beim Bubbling, da die vorhandene Energie auf wesentlich mehr Partikeln verteilt wird.

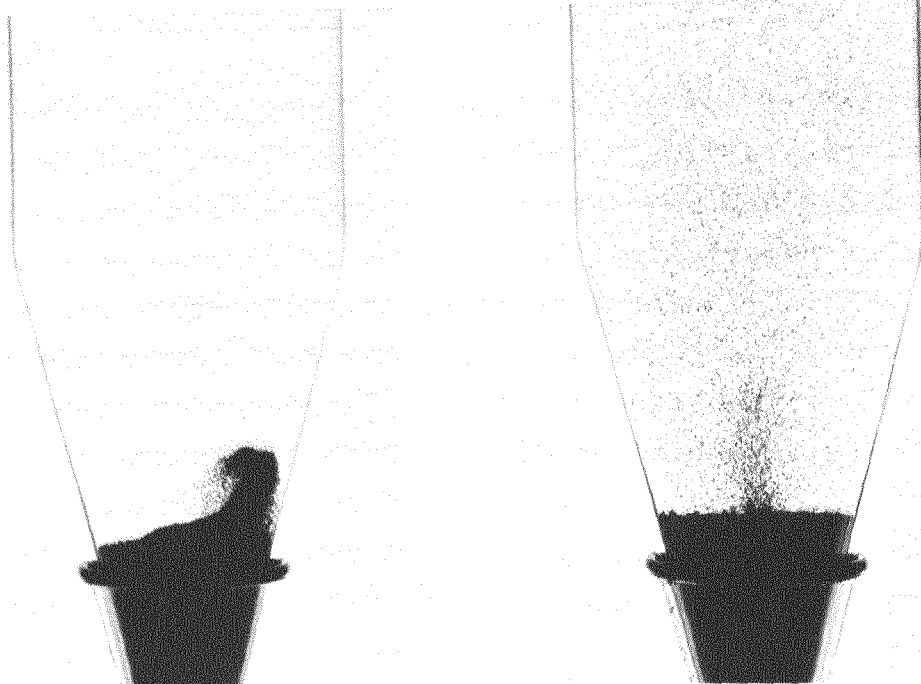
5.2.5.3 Die schaukelnde Wirbelschicht (Rocking)

Die Verbindung von großer Blendenöffnung und geringer Bettbeladung mit Partikeln kleinen Durchmessers, läßt bei einer Erhöhung des Gasdurchsatzes das stoßende Bett in das schaukelnde Bett übergehen (Abb. 5.3 c). Im schaukelnden Bett steigt die am Gaseintrittsort entstandene große Blase (Slug) nicht zentrisch, sondern auf einem von der Symmetrieachse des Bettes verschiedenen Weg auf. Hierdurch entstehen an der Bettwand unterschiedlich dicke Schiebeschichten, die eine unsymmetrische Partikelverteilung im Bett erzeugen. Diese unsymmetrische Verteilung wiederum bewirkt ein Aufsteigen der nächsten Blase auf einem Weg, der mit dem der vorherigen Blase einen horizontalen Winkel von etwa 180° einschließt. Während ein Teil der einen Hälfte der Bettoberfläche durch die aufsteigende Blase angehoben wird, senkt sich die gegenüberliegende Oberfläche entsprechend ab, wodurch das Bett seine typisch schaukelnde Bewegung erhält. Die Oberfläche des schaukelnden Bettes bildet eine relativ scharfe Abgrenzung



a. Bubbling

b. Slugging



c. Rocking

d. Spouting

Abb. 5.3: Bewegungsformen im konischen Wirbelbett

mit seiner Umgebung; es werden wenig Partikeln hoch emporgeschleudert. Im allgemeinen ist dem Schaukeln noch eine Rotationsbewegung überlagert.

5.2.5.4 Die sprudelnde Wirbelschicht (Spouting)

Gegenüber den drei oben beschriebenen Bettbewegungen ist das Spouting ein kontinuierlicher Vorgang, wie Abb. 5.3 d erkennen läßt. Spouting entsteht beim Anströmen des Partikelnbettes mit einem Gasstrahl geringen Querschnittes und hoher Strömungsenergie. Im Partikelnbett bildet sich ein Kanal aus, von dessen Wänden Partikeln vom Gasstrahl mitgerissen und auf eine Geschwindigkeit beschleunigt werden, die größer ist als die Austragggeschwindigkeit. Beim Verlassen des Bettkanals wird die Gasgeschwindigkeit wegen der Querschnittserweiterung verringert, die Partikeln jedoch steigen weiter empor, bis ihre kinetische Energie soweit in potentielle Energie umgewandelt worden ist, daß die Gravitationskräfte überwiegen. Die Partikeln fallen auf die Bettoberfläche zurück, von wo sie in der Schiebeschicht nach unten wandern.

5.3 Ähnlichkeitstheorie

5.3.1 Vorbemerkungen

Zur Bestätigung und Prüfung theoretischer Ergebnisse sowie zur Beschaffung weiterer Erkenntnisse und Daten, die für die Entwicklung technischer Geräte und Anlagen erforderlich sind, werden oftmals Untersuchungen an Modellen dieser Geräte und Anlagen durchgeführt. Die Verwendung von Modellen bei der Versuchsdurchführung hat im wesentlichen wirtschaftliche Gründe. So sind die Herstellungskosten eines Modelles im allgemeinen erheblich geringer als die der Hauptausführung. Die zum Bau des Modelles verwendeten Materialien können oft nach fertigungstechnischen Gesichtspunkten ausgewählt werden.

Änderungen am Modell zur Optimierung eines Prozeßablaufes oder des Verhaltens bestimmter Systemteile und Komponenten lassen sich damit schneller und einfacher und somit kostengünstiger durchführen.

Neben der Wirtschaftlichkeit hat die Verwendung von Modellen bei der Versuchsdurchführung noch weitere Vorteile. So ist es möglich, ein Modell im Hinblick auf die Meßtechnik optimal auszulegen, d. h. es so zu gestalten, daß das Anbringen aller erwünschten Meßinstrumente auf einfache Weise erfolgen kann. Durch Verwendung von durchsichtigen Materialien können in der Modellanlage ablaufende Vorgänge, die meßtechnisch nur unvollkommen zu erfassen sind, beobachtet werden. Weiterhin wird wegen der allgemein geringeren Abmessungen des Modelles die Handhabung vereinfacht.

Um die im Modellversuch erhaltenen Kenntnisse auf die Hauptausführung übertragen zu können, müssen bestimmte Übertragungsgesetze eingehalten werden. Diese Übertragungsgesetze werden mittels der Ähnlichkeitstheorie beschrieben.

5.3.2 Ähnlichkeit und Kennzahlen in der Strömungsmechanik

Zwei Strömungen werden als ähnlich bezeichnet, wenn die geometrischen und bestimmte charakteristische Größen für beliebige, einander entsprechende Punkte der Strömungsfelder zu entsprechenden Zeiten jeweils ein festes Verhältnis miteinander bilden. Bei geometrischer Ähnlichkeit bezieht sich diese Aussage auf Längen-, Flächen- und Raumabmessungen, bei kinematischer Ähnlichkeit auf Geschwindigkeiten und Beschleunigungen und bei dynamischer Ähnlichkeit auf die auftretenden Kräfte. Wegen der im Strömungsfeld bestehenden engen Verknüpfung von Geschwindigkeit und Beschleunigung und den auftretenden Kräften, werden kinematische und dynamische Ähnlichkeit oft zusammengefaßt als physikalische Ähnlichkeit bezeichnet. Zur Beschreibung der physikalischen Ähnlichkeit zweier Strömungen, die zwei geometrisch ähnliche Körper um- oder

durchströmen, bedient man sich bestimmter dimensionsloser, voneinander unabhängiger Ähnlichkeitsparameter, auch Kennzahlen genannt. So besteht zwischen zwei Strömungen physikalische Ähnlichkeit, wenn sich beide Strömungen durch die selben Differentialgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen) beschreiben lassen und wenn bei gleichartigen Randbedingungen die maßgebenden dimensionslosen Kennzahlen für beide Strömungen gleiche Zahlenwerte besitzen [22,24,34-36].

Jede physikalische Größe läßt sich als Potenzprodukt der Grundeinheiten Länge l , Zeit t , Masse m und Temperatur T angeben. Hieraus folgt, daß alle dimensionslosen Ähnlichkeitskennzahlen als eine Verknüpfung dimensionsbehafteter Maßgrößen betrachtet werden können und als Potenzprodukt der Grundeinheiten auftreten müssen.

Die zur Beschreibung eines Strömungsvorganges als wesentlich anzusehenden Maßgrößen sind (ausgenommen sind Spezialfälle wie Strömungen mit konvektivem Wärmeübergang und kompressible Grenzschichtströmungen):

geometrische Größen

Bezugslänge	l [m]
-------------	---------

kinematische und dynamische Größen

Zeit	t [s]
Geschwindigkeit	u [m/s]
Erdbeschleunigung	g [m/s ²]
Druck	p [kg/ms ²]

Stoffeigenschaften

Dichte	ρ [kg/m ³]
kinematische Zähigkeit	ν [m ² /s]
Schallgeschwindigkeit	a [m/s]
Kapillarkonstante	σ [kg/s ²]

Die Temperatur T erscheint indirekt in der Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften.

Aus der Maßgrößenbeziehung

$$F_1(l, t, u, g, \Delta p, \rho, \nu, a, \sigma) = 0 \quad (5.35)$$

erhält man über eine Dimensionsanalyse die Kennzahlenbeziehung

$$F_2(Sr, Eu, Re, Fr, Ma, We) = 0 \quad (5.36)$$

Die Anzahl der möglichen Kennzahlen ist gegeben durch das von BUCKINGHAM [37] aufgestellte Π -Theorem. Es kann wie folgt formuliert werden: Eine Funktion zwischen n dimensionsbehafteten Maßgrößen, die mit m voneinander unabhängigen Grundeinheiten gemessen werden, besitzt $(n-m)$ unabhängige dimensionslose Argumente (Kennzahlen).

Die in der Funktion F_2 enthaltenen Kennzahlen sind:

1. Strouhal-Zahl (instationäre Kraft/Trägheitskraft)

$$Sr = \frac{1}{ut} = \frac{lf}{u} \quad (5.37)$$

2. Euler-Zahl (Druckkraft/Trägheitskraft)

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho u^2} \quad (5.38)$$

3. Reynolds-Zahl (Trägheitskraft/Zähigkeitskraft)

$$Re = \frac{ul}{\nu} = \frac{ul\rho}{\eta} \quad (5.39)$$

4. Froude-Zahl (Trägheitskraft/Schwerkraft)

$$Fr = \frac{u^2}{gl} \quad (5.40)$$

5. Mach-Zahl (Trägheitskraft/elastische Kraft)

$$Ma = \frac{u}{a} \quad (5.41)$$

6. Weber-Zahl (Trägheitskraft/Kraft infolge Oberflächenspannung)

$$We = \frac{\rho u^2 l}{\sigma} \quad (5.42)$$

5.3.2.1 Kennzahlen für den Zentralstrahl

Die allgemein gültige Kennzahlenbeziehung

$$F_2 (Sr, Eu, Re, Fr, Ma, We) = 0 \quad (5.36)$$

kann zur Beschreibung des Strömungsverhaltens des Zentralstrahles erheblich vereinfacht werden. Durch Abschätzen des Einflusses der einzelnen die Strömung charakterisierenden Maßgrößen und Kräfte ist es möglich, die Anzahl der Kennzahlen zu verringern.

Die Strömung des Zentralstrahles ist stationär und kann wegen der geringen Geschwindigkeit als inkompressibel angesehen werden, so daß

$$Sr = 0, \quad Ma = 0$$

Die Froude-Zahl berücksichtigt den Einfluß der Schwerkraft auf die Strömung. Sie kann bei Strömungen ohne freie Oberflächen (Bildung von Schwerewellen) vernachlässigt werden.

Die Weber-Zahl erfaßt den Einfluß auftretender Oberflächenspannungen; für den Zentralstrahl ist sie ohne Einfluß.

Zur Beschreibung des Strömungsverhaltens des Zentralstrahles gilt somit

$$F_3 (Eu, Re) = 0 \quad (5.43)$$

Von den in der Funktion (5.43) auftretenden drei Kräften ist mit der Kenntnis von zweien auch die dritte bekannt, da für jeden Punkt in der Strömung Kräftegleichgewicht herrschen muß. Damit besteht zwischen Eu und Re eine Abhängigkeit und es gilt für den Zentralstrahl

$$F_4 (Eu) = 0 \quad (5.44)$$

oder

$$F_5 (Re) = 0 \quad (5.45)$$

Nach Übereinkunft wird in der Strömungstechnik die Reynolds-Zahl der Euler-Zahl vorgezogen, so daß zwischen dem Zentralstrahl des Modelles und dem der Hauptausführung physikalische Ähnlichkeit besteht, wenn die Reynolds-Zahl für beide Strahlen den gleichen Zahlenwert hat.

Die Maßgrößen sind charakteristische Größen des Zentralstrahles. Als Bezugslänge l wird der Durchmesser d_z des Zentralstrahles gewählt. ν ist die kinematische Zähigkeit des den Zentralstrahl bildenden Fluides. Die Geschwindigkeit $u = u_z$ ist die über den Flächenquerschnitt des Zentralstrahles F_z gemittelte Geschwindigkeit des Fluides und wird bestimmt als Quotient von zeitlichem Durchfluß \dot{q}_z und Zentralstrahlquerschnitt F_z .

5.3.2.2 Kennzahlen für das Wirbelbett

Betrachtet man das Wirbelbett als ein Strömungsproblem, so muß zu seiner mathematischen Beschreibung neben den in Kapitel 5.3.2 für einen Strömungsvorgang als wesentlich angesehenen Maßgrößen noch die von einem Partikel herrührende Gewichtskraft K berücksichtigt werden. Hiermit erhält man eine zusätzliche dimensionslose Kennzahl, die Newton-Zahl (Gewichtskraft/Trägheitskraft)

$$Ne = \frac{K}{l^2 u^2 \rho} \quad (5.46)$$

Es gilt somit für das Wirbelbett ganz allgemein:

$$G_1 (Sr, Eu, Re, Fr, Ma, We, Ne) = 0 \quad (5.47)$$

Diese Funktion kann wiederum vereinfacht werden. Für die Kennzahlen Fr , Ma , We gelten die in Kapitel 5.3.2.1 gegebenen Erläuterungen. Die Strouhal-Zahl soll hier für das Wirbelbett nochmals betrachtet werden.

Die Strouhal-Zahl

$$Sr = \frac{1}{ut} \quad (5.37)$$

tritt bei instationären Bewegungen auf. Der Ausdruck l/u beschreibt dabei die Zeit, die ein Fluidteilchen benötigt, um mit der Geschwindigkeit u die Strecke l zurückzulegen. Diese Zeit ist klein im Verhältnis zu der Zeit t in der sich der instationäre Vorgang abspielt (Bettfrequenz), so daß Sr klein ist. Die Strömung wird als quasistationär ($Sr \rightarrow 0$) angesehen.

Für das Wirbelbett gilt damit

$$G_2 (Re, Ne) = 0 \quad (5.48)$$

Bei der Festlegung der in der Reynolds-Zahl und Newton-Zahl enthaltenen Maßgrößen ist darauf zu achten, daß diese eindeutig sind und eine gute Reproduzierbarkeit gewährleistet ist. Als Bezugslänge l wird der Durchmesser d_p eines glatten kugelförmigen Partikels gewählt. Bei Partikeln, deren Form von der Kugelform abweicht, ist ein sogenannter äquivalenter Durchmesser d_{pg} zu bestimmen (siehe auch Kapitel 5.2.3). Zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften eines Wirbelbettes werden oft die beiden charakteristischen Geschwindigkeiten minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit und Austraggeschwindigkeit herangezogen. Beide Geschwindigkeiten sind jedoch in gewissem Grade abhängig von der Form und Größe der Apparatur und dem Turbulenzgrad des Fluides [31]. Es wird hier daher als charakteristische Geschwindigkeit die Geschwindigkeit u_g des freien Falles eines kugelförmigen Partikels gewählt. Wie in Kapitel 5.2.3 gezeigt wurde, läßt sich die Freifallgeschwindigkeit mittels der am fallenden kugelförmigen Partikel angreifenden Kräfte eindeutig bestimmen. ρ und ν sind Stoffeigenschaften des Fluides.

Die Kraft K ist das Produkt der um den Auftrieb verringerten oder relativen Masse m_r des Partikels und der Erdbeschleunigung g

$$K = m_r g \quad (5.49)$$

Mit den festgelegten Maßgrößen kann man die Funktion (5.48) schreiben

$$G_2 \left(\frac{u_g d_P}{\nu}, \frac{m_r g}{d_P^2 u_g^2 \rho_F} \right) = 0 \quad (5.50)$$

Durch eine Umformung der Funktion (5.48) in die Form

$$G_3 \left(\frac{Re}{Ne} \cdot \frac{\pi}{6}, Ne Re^2 \right) = 0 \quad (5.51)$$

erhält man mit der relativen Partikelnmasse

$$m_r = d_P^3 \frac{\pi}{6} (\rho_P - \rho_F) \quad (5.52)$$

die neue Funktion

$$G_4 \left(\frac{u_g^3 \rho_F}{g \nu (\rho_P - \rho_F)}, \frac{m_r g}{\nu^2 \rho_F} \right) = 0 \quad (5.53)$$

Die Funktion (5.53) hat gegenüber (5.50) den Vorteil, daß hier in jedem der beiden dimensionslosen Ausdrücke nur noch eine charakteristische Größe eines Partikels steht, nämlich die Partikelnefallgeschwindigkeit im ersten und über m_r der Partikelndurchmesser im zweiten, während in der Funktion (5.50) Fallgeschwindigkeit und Partikelndurchmesser in beiden Ausdrücken vorkommt.

Der erste Ausdruck in (5.53) wurde von BERÁNEK und Mitarbeitern [31] als Kriterium für den freien Fall eines Partikels eingeführt und soll hier daher als Beránek-Zahl bezeichnet werden

$$Be = \frac{u_g^3 \rho_F}{g \nu (\rho_P - \rho_F)} = \frac{Re}{Ne} \cdot \frac{\pi}{6} \quad (5.54)$$

Der zweite Ausdruck in (5.53) ist bekannt als Archimedes-Zahl, die das Verhalten eines in ein Fluid eingetauchten Feststoffpartikels beschreibt

$$\text{Ar} = \frac{m_r g}{v^2 \rho_F} = \text{Ne Re}^2 \quad (5.55)$$

Vergleicht man die Gleichungen (5.54) und (5.55), so erhält man den Zusammenhang zwischen Be und Ar zu

$$\text{Be} = \frac{\text{Re}^3}{\text{Ar}} \cdot \frac{\pi}{6} \quad (5.56)$$

Die Funktion (5.53) kann wie folgt geschrieben werden

$$G_4 (\text{Be}, \text{Ar}) = 0 \quad (5.57)$$

Die physikalische Ähnlichkeit zwischen zwei Fluid-Feststoffsystemen wird beschrieben durch die Funktionen

$$G_2 (\text{Re}, \text{Ne}) = 0 \text{ bzw. } G_4 (\text{Be}, \text{Ar}) = 0 \quad (5.58)$$

d. h. Modell und die Hauptausführung einer Wirbelschicht sind einander physikalisch ähnlich, wenn die Kennzahlen Re und Ne bzw. Be und Ar für Modell und Hauptausführung die gleichen Zahlenwerte haben.

5.4 Berechnung der Konzentration des Beschichtungsgases an der Blendenkante

Selbst wenn die Bedingung eingehalten wird, daß Zentral- und Ringstrahl laminar gehalten werden und somit keine makroskopischen Querströmungen zwischen beiden Strahlen entstehen, findet an der Kontaktfläche beider Strahlen ein Stoffaustausch durch Diffusion und somit eine Konzentrationsänderung in radialer Richtung statt. Dem Stoffaustausch durch Diffusion ist in axialer Richtung ein Stoffaustausch durch Konvektion überlagert. Zwischen den Strahlen besteht somit ein Übergangsgebiet, in dem die Konzentration an Beschichtungsgas mit größer werdendem Radius abnimmt. Erreicht dieses Übergangsgebiet in seiner Ausdehnung die Blendenkante, so wird diese durch ein Gemisch von Träger- und Beschichtungsgas benetzt. Um Ablagerungen von Pyrokohlenstoff in der Blendenöffnung möglichst zu

vermeiden, sollte jedoch eine Benetzung der Öffnung mit Beschichtungsgas vermieden werden, oder aber die Konzentration vom Beschichtungsgas im Gasgemisch sollte so gering wie möglich sein.

Für die Berechnung der Konzentration des Beschichtungsgases an der Blendenkante wird zur Vereinfachung des Rechenganges das anstehende rotationssymmetrische Problem auf ein zweidimensionales Problem zurückgeführt, wie es in Abb. 5.4 gezeigt ist.

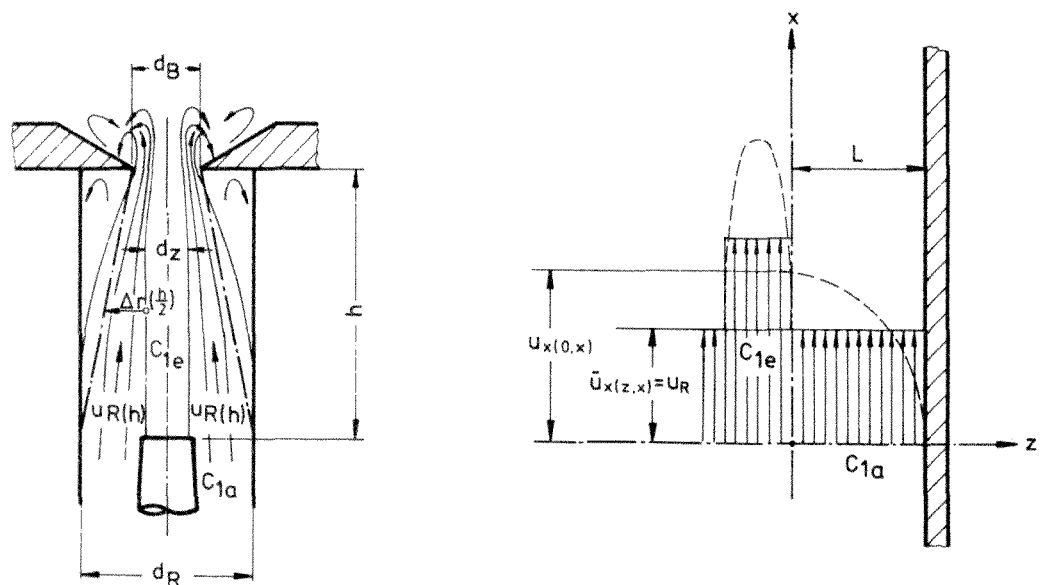


Abb. 5.4: Zurückführung des rotationssymmetrischen Problems für Diffusion und Konvektion auf ein zweidimensionales Problem

Unter den Voraussetzungen:

- gleiche Geschwindigkeit $\bar{u}_x = u_R$ über die Länge L
- konstante Geschwindigkeit $\bar{u}_x = u_R$ in x-Richtung
- gleichbleibende Konzentration C_{1e} der diffundierenden Komponente an der Kontaktfläche
- Konzentrationsunabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten D_{12}

- die Geschwindigkeitskomponente $u_z = u_y = 0$
- kein Temperaturgradient in x- und z-Richtung
- stationärer Zustand

kann die allgemeingültige Gleichung für Diffusion und Konvektion

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = \nabla(D_{12}\nabla C_1) - \nabla(C_1 u) \quad (5.59)$$

wie folgt geschrieben werden:

$$u_x \frac{\partial C_1}{\partial x} = D_{12} \frac{\partial^2 C_1}{\partial z^2} + D_{12} \frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} \quad (5.60)$$

Der zweite Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung (5.60) gibt den Stofftransport infolge Diffusion in Strömungsrichtung an und soll gegenüber dem konvektiven Stofftransport, der durch den Term auf der linken Seite der Gleichung beschrieben wird, vernachlässigt werden, so daß gilt:

$$u_x \frac{\partial C_1}{\partial x} = D_{12} \frac{\partial^2 C_1}{\partial z^2} \quad (5.61)$$

Durch Substitution von $x = t\bar{u}_x$ geht Gleichung (5.61) über in

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = D_{12} \frac{\partial^2 C_1}{\partial z^2} \quad (5.62)$$

Mit den Randbedingungen

$$C_{(0,x)} = C_{1e}$$

$$C_{(z,0)} = -(C_{1a} - C_{1e})$$

wobei C_{1a} die Anfangskonzentration der diffundierenden Komponente in der Ringströmung bei $x = 0$ und C_{1e} die über die Lauflänge des Zentralstrahles gleichbleibende Konzentration bei $z = 0$ ist, und der Annahme, daß die Ringstromdicke L gegenüber der Diffusionstiefe des Zentralstrahlgases in z -Richtung groß ist ($L \rightarrow \infty$), gibt LUFT [38] für Gleichung (5.62) die folgende Lösung an:

$$C_{(z,x)} = C_{1e} + (C_{1a} - C_{1e}) \cdot 1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_{12}} \cdot x/\bar{u}_x}\right) \quad (5.63)$$

wobei die Fehlerfunktion (Errorfunction) als

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

definiert ist.

Schreibt man Gleichung (5.63) entsprechend der Nomenklatur wie sie in Abb. 5.4 für das rotationssymmetrische Problem gegeben ist und berücksichtigt man außerdem, daß die Anfangskonzentration C_{1a} des Beschichtungsgases im Ringstrahl in der Ebene des Endes des Zuführungsrohres gleich Null ist, erhält man:

$$C_{(r_B,h)} = \operatorname{erfc} \frac{\Delta r}{2\sqrt{D_{12}} \cdot h/u_{Rm}} \quad (5.64)$$

Die Konzentration $C_{(r_B,h)}$ des Beschichtungsgases an der Blendenkante wurde bei einer mittleren Gastemperatur von $T_m = 873$ K und einem Ringkanaldurchsatz von Argon $\dot{q}_R = 150$ Nl/h bei den Systemen Äthin-Argon (C_2H_2 -Ar) und Propen-Argon (C_3H_6 -Ar) für verschiedene Kombinationen der Durchmesser von Zentralstrahl d_z und Blendenöffnung d_B und verschiedenen Zentralstrahllängen h berechnet. Die hierfür erforderliche mittlere Ringkanalgeschwindigkeit u_{Rm} wurde bestimmt als Quotient des auf die mittlere Strahltemperatur $T_m = 873$ K umgerechneten Ringkanaldurchsatzes

$$\dot{q}_{RTm} = \dot{q}_R \frac{T_m}{273} \quad (5.65)$$

und der durch $\Delta r(h/2)$ gebildeten Ringfläche F_{Rm} .

Der Diffusionskoeffizient D_{12} für die Systeme C_2H_2 -Ar und C_3H_6 -Ar wurde rechnerisch ermittelt (siehe hierzu Kap. 5.5.3). In Gleichung (5.64) ist $\Delta r = \Delta r(h/2)$.

In den Abb. 5.4 und 5.5 ist die errechnete Konzentration $C_{(r_B, h)}$ von Äthin und Propen an der Blendenkante für verschiedene Durchmesserkombinationen d_Z und d_B über der Zentralstrahlänge h aufgetragen. Die Kurven zeigen einen exponentiellen Verlauf. Bei einer geringen Vergrößerung des Abstandes h steigt die Konzentration stark an. Während z. B. die Konzentration von Propen für die Kombination $d_Z = 4$ mm, $d_B = 6$ mm bei $h = 15$ mm etwa 0,2 % beträgt, steigt sie bei $h = 30$ mm auf den zehnfachen Wert und erreicht bei $h = 45$ mm mit 6,2 % das Dreißigfache. Der Grund für das Ansteigen der Konzentration ist die mit größer werdendem Abstand längere Kontaktzeit $t = h/u_{Rm}$ des Ringstrahles mit dem Zentralstrahl.

Für eine konstante Zentralstrahlänge ist die Konzentration des Beschichtungsgases an der Blendenkante für die Kombination $d_Z = 2$ mm, $d_B = 4$ mm geringer als für die übrigen Durchmesserkombinationen. So erhält man z. B. bei $h = 45$ mm für $d_Z = 2$ mm und $d_B = 4$ mm eine Propenkonzentration von etwa 3 % während diese für die Kombination $d_Z = 4$ mm, $d_B = 6$ mm mit etwas über 6 % einen mehr als doppelt so hohen Wert hat. Hierfür gibt es zwei Gründe. Einmal ergibt sich für die Kombination $d_Z = 2$ mm, $d_B = 4$ mm eine geringere Ringfläche F_{Rm} als für die Kombinationen mit größeren Durchmessern. Bei konstantem Ringkanaldurchsatz ist damit die mittlere Ringkanalgeschwindigkeit u_{Rm} für diese Kombination größer und die Kontaktzeit t des Ringkanals mit dem Zentralstrahl kleiner. Zum anderen ist für diese Kombination $Ar(h/2)$ größer.

Ein Vergleich der beiden Systeme C_2H_2 -Ar und C_3H_6 -Ar zeigt, daß für eine bestimmte Zentralstrahlänge die Konzentration von Äthin an der Blendenkante größer ist als die von Propen. Für $h = 45$ mm ergibt sich bei der Kombination $d_Z = 2$ mm, $d_B = 4$ mm für Äthin ein Wert von $C_{(2,45)} = 6,5$ % während die Konzentration von Propen 2,8 % beträgt. Die Differenz ergibt sich aus den unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten D_{12} für beide Systeme. Der errechnete Diffusionskoeffizient für das System C_2H_2 -Ar beträgt $D_{12} = 1,01$ cm²/s, der für das

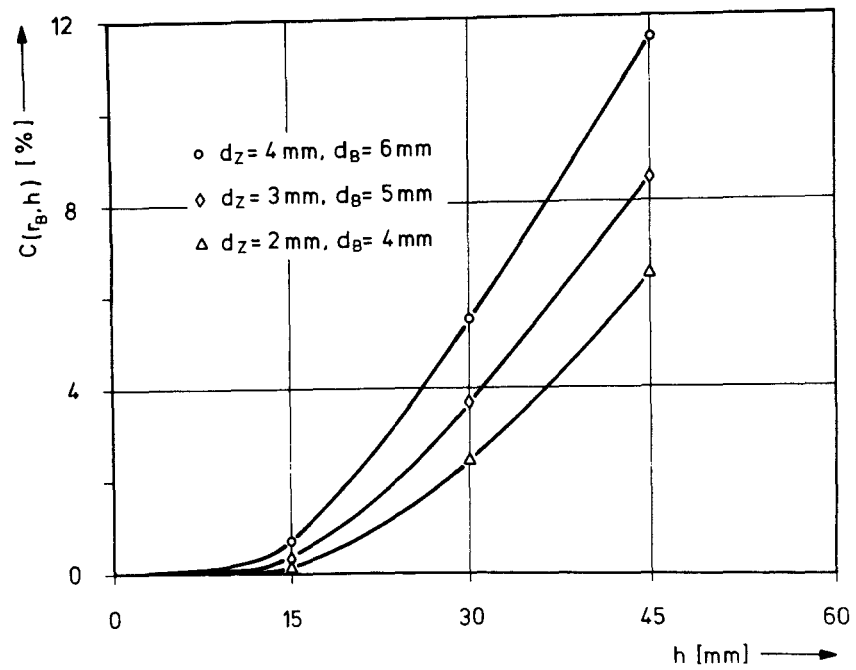


Abb. 5.5: Konzentration C von C_2H_2 an der Blendenkante als Funktion der Länge h des Zentralstrahles

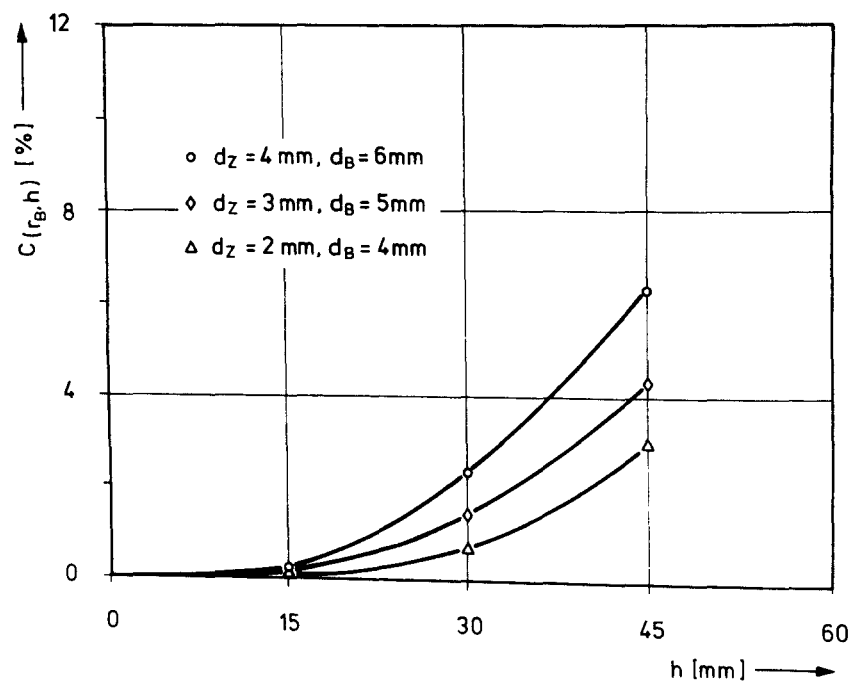


Abb. 5.6: Konzentration C von C_3H_6 an der Blendenkante als Funktion der Länge h des Zentralstrahles

System C_3H_6 -Ar ist $D_{12} = 0,72 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Ablagerungen von Pyrokohlenstoff sollen an der Blendenkante nicht auftreten. Diese Forderung beinhaltet, daß die Blendenkante nicht von Beschichtungsgas benetzt werden darf. Die mit Gleichung (5.64) errechneten maximalen Konzentrationen $C_{(r_B, h)}$ von Äthin und Propen sind jedoch mit Werten von 11,5 % bzw. 6,2 % ziemlich hoch. HIGBIE [39] hat nun die mittels der "penetration theory" (Gleichung 5.64) errechneten Werte experimentell für ein rotationssymmetrisches Problem nachgeprüft. Er kommt zu dem Ergebnis, daß für Kontaktzeiten über 10 s die rechnerisch bestimmten Werte in guter Übereinstimmung mit den experimentell erhaltenen liegen. Für geringere Kontaktzeiten ergeben sich jedoch erhebliche Unterschiede. Für $t = 0,015 \text{ s}$ bis $t = 0,04 \text{ s}$, wie sie bei dem hiesigen Problem auftreten, erhält HIGBIE gemessene Werte, die etwa nur halb so groß sind wie die gerechneten.

Die Berechnung der Konzentrationen $C_{(r_B, h)}$ wurden für einen Ringkanaldurchsatz von $\dot{q}_R = 150 \text{ Nl/h}$ durchgeführt. Dieser Wert liegt im unteren Bereich der beim Beschichten benötigten Durchsätze. Eine Erhöhung des Durchsatzes ergibt eine Verringerung der Kontaktzeit des Ringstrahles mit dem Zentralstrahl und damit eine Verringerung der Konzentration an Beschichtungsgas an der Blende. Wird z. B. der Ringkanaldurchsatz von $\dot{q}_R = 150 \text{ Nl/h}$ auf $\dot{q}_R = 200 \text{ Nl/h}$ erhöht, so beträgt die Konzentration an Propen an der Blendenkante bei einer Kombination $d_Z = 4 \text{ mm}$, $d_B = 6 \text{ mm}$ nur noch 3,2 % gegenüber 6,2 % bei $\dot{q}_R = 150 \text{ Nl/h}$.

5.5 Bestimmung der Daten von Gasen und Gasgemischen

5.5.1 Dichtebestimmung

Die Dichte eines Gases errechnet sich nach der idealen Gasgleichung zu

$$\rho = \frac{pM}{RT} \quad (5.66)$$

wobei M = Molekulargewicht
 R = Gaskonstante
 p = Gasdruck
 T = absolute Gastemperatur

Für Gasgemische mit mehreren Komponenten gilt:

$$\rho_m = \sum_{i=1}^j \rho_i x_i \quad (5.67)$$

Dabei sind

x_i = Molbruch der Gaskomponenten
 ρ_i = Dichte der Gaskomponenten

5.5.2 Viskositätsbestimmung

Aus der Literatur sind experimentell ermittelte Viskositäts-
werte für Gase meist nur für niedrige Temperaturbereiche be-
kannt. SVEHLA [40] gibt zur Berechnung der Viskosität eines
reinen Gases bei Atmosphärendruck und beliebiger Temperatur
die folgende Gleichung an

$$\eta = \frac{26,693 \cdot 10^{-6} \sqrt{MT}}{\sigma_o^2 \Omega_\eta} \quad (5.68)$$

Man erhält mit Gleichung (5.68) die Viskosität η in μP . Weiter
sind

M = Molekulargewicht
T = absolute Temperatur
 σ_o = "collision diameter"
 Ω_η = "dimensionless collision integral"

σ_o und Ω_η sind Funktionen des intermolekularen Potentialfeldes.
 σ_o ist temperaturunabhängig und für entsprechende Gase in der
Literatur [41,42] angegeben. Ω_η ist eine Funktion der Tempera-
tur und kann Tabellen entnommen werden [41,42].

Die Mischviskosität η_m beliebig vieler Gaskomponenten kann be-
stimmt werden mit der von WILKE [42] gegebenen halbempirischen

Formel

$$\eta_m = \sum_{i=1}^n \frac{x_i \eta_i}{x_i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n x_i \phi_{ij}} \quad (5.69)$$

wobei

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\left[1 + (\eta_i/\eta_j)^{1/2} (M_i/M_j)^{1/4}\right]^2}{(1 + M_i/M_j)^{1/2}} \quad (5.70)$$

Hierbei sind

η_i, η_j = Viskositäten der Komponenten i und j
bei Mischtemperatur

x_i, x_j = Molbruch der Komponenten i und j

M_i, M_j = Molekulargewicht der Komponenten i und j

Für binäre Gasgemische vereinfacht sich Gleichung (5.69) zu

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1 + x_2/x_1 \phi_{12}} + \frac{\eta_2}{1 + x_1/x_2 \phi_{21}} \quad (5.71)$$

ϕ_{12} und ϕ_{21} werden mittels Gleichung (5.70) bestimmt.

5.5.3 Bestimmung des Diffusionskoeffizienten

Zur Berechnung der Beschichtungsgaskonzentration an der Blendenkante ist die Kenntnis der Diffusionskoeffizienten der Systeme Äthin-Argon und Propen-Argon erforderlich. Für ein binäres System kann der Diffusionskoeffizient mit folgender Beziehung berechnet werden [42]:

$$D_{12} = 0,0018583 \frac{\left[T^3 (1/M_1 + 1/M_2)\right]^{1/2}}{p(\sigma_o)_{12}^2 \Omega_{12D}} \quad (5.72)$$

Mit Gleichung (5.72) erhält man den Diffusionskoeffizienten in cm^2/s . Weiter sind

M_1, M_2	=	Molekulargewicht der Gaskomponenten
T	=	absolute Temperatur
p	=	Druck
$(\sigma_o)_{12}$	=	"collision diameter" der Gasmischung
Ω_{12D}	=	"dimensionless collision integral" für die Gasmischung.

$(\sigma_o)_{12}$ wird bestimmt aus den Werten der Komponenten, die in der Literatur [41,42] angegeben sind, mittels der Gleichung

$$(\sigma_o)_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_{o1} + \sigma_{o2}) \quad (5.73)$$

Ω_{12D} ist temperaturabhängig und kann über den Faktor $(\epsilon/k)_{12}$ aus Tabellen [41,42] entnommen werden. $(\epsilon/k)_{12}$ errechnet man für ein binäres System nach der Gleichung

$$(\epsilon/k)_{12} = [(\epsilon/k)_1 (\epsilon/k)_2]^{1/2} \quad (5.74)$$

6. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

6.1 Untersuchungen am Modellbett

6.1.1 Wahl der Modellpartikeln

Für die Wahl der Modellpartikeln standen kugelförmige Ionenaustauscherharze und kleine Kugeln einer Magnesiumlegierung zur Verfügung. Während sich die Ionenaustauscher durch eine exakte Kugelform und eine sehr glatte Oberfläche auszeichnen, weisen sie einen entscheidenden Nachteil auf, der ihren Einsatz als Partikeln in einem Modellbett ausschließt. Bei der Wirbelbewegung laden sich die Harzkugeln durch Reibung stark statisch auf. Die hierdurch vorhandenen Coulombkräfte verfälschen die experimentellen Ergebnisse beträchtlich. Als

Modellpartikeln wurden daher die Magnesiumkugeln gewählt. Ihre statische Aufladung ist sehr viel geringer als die der Harzkugeln. Durch besondere Maßnahmen wie die Behandlung der Modellbetttoberflächen mit entsprechenden Antistatikmitteln und die Einhaltung einer bestimmten Feuchtigkeit des Anströmfluides kann sie gänzlich behoben werden. Die Dichte der Magnesiumkugeln beträgt $\rho_p = 1,83 \text{ g/cm}^3$, ihre Oberfläche ist fast glatt und sie sind nahezu ideal rund, wie aus Abb. 6.1 hervorgeht.

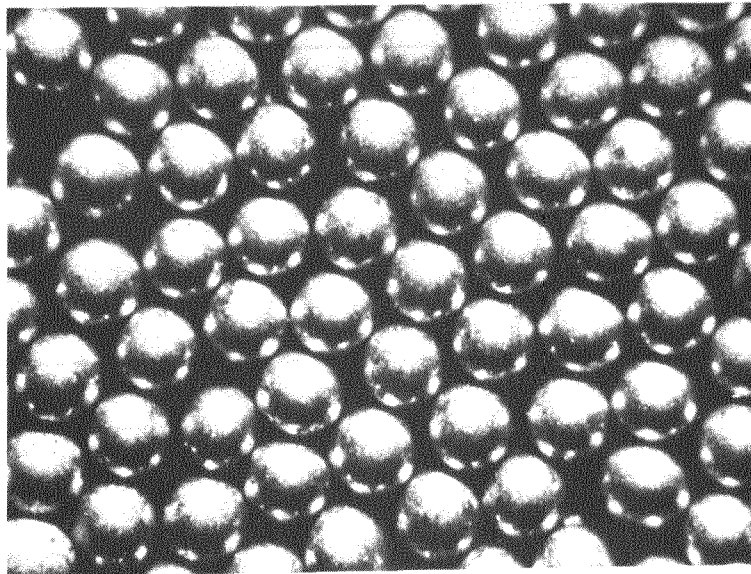


Abb. 6.1: Mikroskopaufnahme der Modellpartikeln

Bei der Bestimmung der die Daten der Hauptausführung und des Modells verknüpfenden Ähnlichkeitskennzahlen wurde für die Hauptausführung von einem $400 \text{ }\mu\text{m}$ Thoriumoxidkern und einem bufferbeschichteten Partikel mit einem Durchmesser von $570 \text{ }\mu\text{m}$ ausgegangen. Bei einer durchschnittlichen Temperatur von 1123 K in der Blendenebene ergeben sich für ein Gasgemisch mit $30 \text{ Vol.-% C}_2\text{H}_2$ bzw. C_3H_6 und 70 Vol.-% Ar die in Tab. 6.1 für die Hauptausführung und das Modell angegebenen Werte. Der mittlere Durchmesser der Magnesiumpartikeln wurde durch Auszählen und Wägen von mehreren tausend Kügelchen einer möglichst engen Siebfraktion ermittelt.

	Hauptausführung	Modell
	ThO ₂ -Kerne	Magnesiumpartikeln
Fluid	70 Vol.-% Ar, 30 Vol.-% C ₂ H ₂	Luft
Temp. [K]	1123	293
d _p [µm]	400	244
ρ _p [g/cm ³]	10	1,83
Be	12,82	12,53
Re	23,10	22,67
	bufferbeschichtete ThO ₂ -Kerne	Magnesiumpartikeln
Fluid	70 Vol.-% Ar, 30 Vol.-% C ₃ H ₆	Luft
Temp. [K]	1123	293
d _p [µm]	570	288
ρ _p [g/cm ³]	4,17	1,83
Be	21,90	19,91
Re	33,01	32,30

Tab. 6.1: Zusammenstellung der Daten für Hauptausführung und Modell

6.1.2 Versuchsaufbau und Versuchsaapparaturen

Der Versuchsaufbau zur Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles (Kapitel 6.1.3) gleicht der bei den Vorversuchen in Kapitel 4.2 beschriebenen Anordnung (siehe hierzu Abb. 4.2). Das Wirbelbettmodell ist zur Gewährleistung einer guten Beobachtung des Zentralstrahles aus Glas gefertigt. Abb. 4.3 zeigt das Glasmodell. Der Ringkanal der Düse wird durch einen zylindrischen Glaseinsatz gebildet, der an seinem oberen Ende der Blende aufnimmt. Blende und Zuführungsrohr können entsprechend der für die Versuchsdurchführung gewünschten Durchmesserkombination d_B und d_Z ausgetauscht werden.

Für die Versuche zur Bestimmung der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit (Kapitel 6.1.4) und des Balancedurchsatzes (Kapitel 6.1.5) wurden in der Versuchsanordnung in Abb. 4.2 Raucherzeuger und die entsprechenden Komponenten zur Trocknung und Filterung des Rauches durch zwei wassergefüllte Waschflaschen ersetzt. Durch diese Flaschen wurde das Wirbelfluid des Zentral- und Ringstromes geführt, um die statische Aufladung der Modellpartikeln zu reduzieren. Das hier verwendete Modellbett wurde aus Plexiglas gefertigt. Blende und Zuführungsrohr sind wie beim Glasmodell aus Messing bzw. Stahl gefertigt und können ausgetauscht werden. Kurz über der Blende ist eine Druckmeßbohrung angebracht. Zur Druckmessung dient ein U-Rohrmanometer.

6.1.3 Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

6.1.3.1 Vorbemerkung

Voraussetzung für ein einwandfreies Arbeiten der in Kapitel 3 vorgestellten Düse ist die Laminarität des Zentralstrahles. Bei der Beschichtung von Brennstoffkernen im Wirbelbett ist die geforderte Qualität der Schichtmaterialien u. a. eine Funktion der Aufwachsrates des Pyrokohlenstoffes. Für verschiedene Bettbeladungen werden daher unterschiedliche Angebotsmengen an Beschichtungsgas verlangt. Dem Wirbelbett kann das Beschichtungsgas jedoch nur in einem Durchsatzbereich zugeführt werden, in dem die Laminarität des Zentralstrahles garantiert ist. Eine Kenntnis des laminaren Bereiches des Zentralstrahles ist daher erforderlich.

6.1.3.2 Die Stoffeigenschaften des Rauches

Für die quantitative Erfassung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles müssen die Stoffeigenschaften Dichte und Viskosität des Rauches bekannt sein. Zur Ermittlung dieser Stoffeigenschaften wurden die gasförmigen Komponenten des Rauches gaschromatographisch bestimmt. Hierzu wurden am Dreiwegeventil der Versuchsanordnung (siehe Abb. 4.2) fünf Proben von drei verschiedenen Füllungen des Raucherzeugers entnommen und analysiert. In Tabelle 6.2 ist das arithmetische Mittel der Gaskomponenten der fünf Analysen des Rauches angegeben.

Gaskomponente	O ₂	N ₂	CO	CO ₂
Volumenanteil des Gases im Rauch [%]	13,817	84,628	0	1,555

Tab. 6.2: Zusammensetzung der gasförmigen Bestandteile des Rauches

Die Berechnung der Dichte und der Viskosität des Rauches wurde als Mischdichte ρ_m bzw. als Mischviskosität η_m der Gaskomponenten mittels der in Kapitel 5.5 angegebenen Beziehungen durchgeführt. Es ergibt sich damit für den Rauch

$$\rho_m = 1,199 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

$$\eta_m = 179,490 \cdot 10^{-6} \text{ g/cms}$$

Gegenüber den Werten von Luft bei 293 K [18]

$$\rho_L = 1,205 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

$$\eta_L = 183,70 \cdot 10^{-6} \text{ g/cms}$$

ist die spezifische Dichte des Rauches um 0,5 % geringer, während die Viskosität um etwa 2,3 % kleinere Werte hat. Diese Abweichungen liegen im Bereich der Meßgenauigkeit einer Durchflußmessung und es soll daher bei der Bestimmung des Durchsatzes nicht zwischen Rauch und Luft unterschieden werden.

6.1.3.3 Versuchsdurchführung

Für eine bestimmte Bettbeladung mit Modellpartikeln der Siebfraction $224\text{ }\mu\text{m}$ bis $250\text{ }\mu\text{m}$ wurde der laminare Bereich des Zentralstrahles in Abhängigkeit vom Ringkanaldurchsatz ermittelt. Hierbei wurde für einen gegebenen Luftdurchsatz im Ringkanal die jeweilige obere und untere Grenze der Laminarität des Zentralstrahles durch Beobachten der Rauchströmung bestimmt. Die Variation des Zentralstrahldurchsatzes erfolgte für die Grenze laminar \leftrightarrow turbulent von höheren zu tieferen Werten, um die Hysteresis beim Umschlagen der Strömung zu berücksichtigen. Während für den Übergang vom laminaren in den turbulenten Zustand der Strömung z. B. durch Erhöhung der Geschwindigkeit und damit der Reibung in der Grenzschicht eine Störung aufgeprägt werden muß, ist diese Störung in der turbulenten Strömung durch die hier vorhandenen Wirbel bereits gegeben. Der Umschlag von turbulent in laminar erfolgt daher bei geringerem Durchsatz als der Übergang von laminar zu turbulent. Als untere Grenze des laminaren Bereiches des Zentralstrahles wurde der Durchsatz bestimmt, bei dem der laminare Strahl in den flackernden, zerrissenen Strahl überging (siehe Kapitel 6.1.3.4.1).

6.1.3.4 Strömungsbilder des Zentralstrahles

Der Zentralstrahl nimmt als frei aus dem Zuführungsrohr austretender Strahl, abhängig von den Fluiddurchsätzen des Zentral- und Ringstrahles, drei unterschiedliche Strömungsformen an. Bei den experimentellen Untersuchungen zur Abgrenzung des laminaren Strömungsbereiches traten die folgenden Strahlformen auf:

- flackernder Strahl
- laminarer Strahl
- turbulenter Strahl.

6.1.3.4.1 Der flackernde Strahl

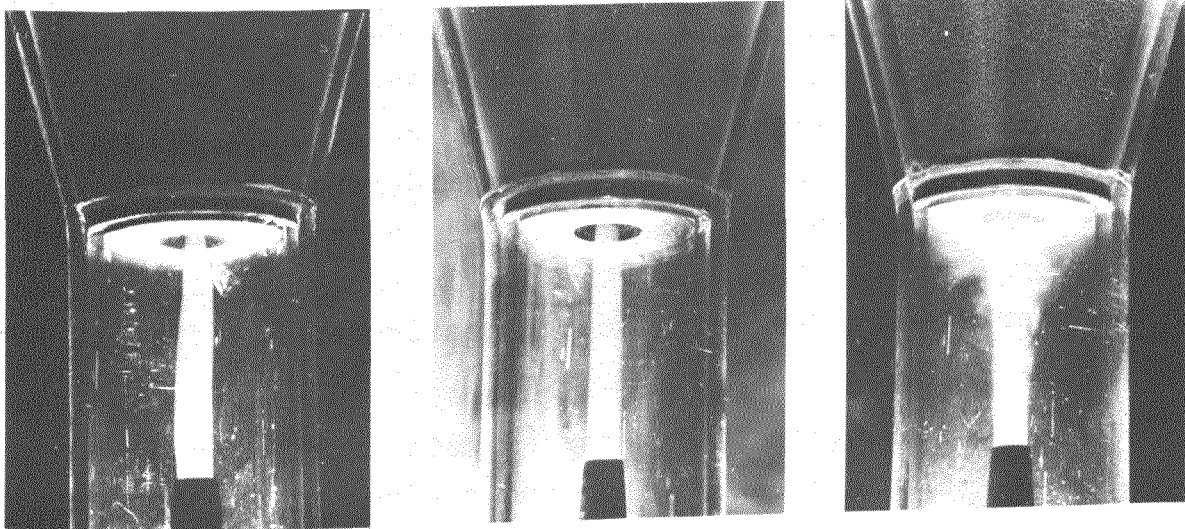
Bei einer geringen Strömungsgeschwindigkeit im Ringkanal und einem geringen Durchsatz des den Zentralstrahl bildenden Fluides, entsteht ein Zentralstrahl, der in seiner Bewegung an das Flackern einer Kerzenflamme erinnert. Wie in Abb. 6.2 a zu erkennen ist, bricht der Strahl auf seinem Weg vom Zuführungsrohr zur Blende mehrfach in radialer Richtung aus und tritt stark verjüngt mehr oder weniger zentrisch in die Blendenöffnung ein. Der Grundbewegung des Strahles ist eine pulsierende Axialbewegung überlagert, die dem Strahl das typisch flackernde Aussehen gibt. Erhöht man die Strömungsgeschwindigkeit im Ringkanal (die Strömung ist noch laminar) und läßt den Durchsatz des Zentralstrahles konstant, so zerreißt der Zentralstrahl und es findet eine zwar geringe, jedoch erkennbare Vermischung beider Strahlenmedien statt. Bei einer Erhöhung des Durchsatzes für den Zentralstrahl wird dessen kinetische Energie erhöht, seine Form stabilisiert und er geht über in den laminaren Strahl. Der Übergang vom flackernden zum laminaren Strahl oder umgekehrt erfolgt nicht sprungartig, sondern über einen gewissen Durchsatzbereich. Eine Festlegung dieser Grenze ist daher nicht frei von subjektiven Einflüssen.

6.1.3.4.2 Der laminare Strahl

Der laminare Zentralstrahl (Abb. 6.2 b) ist gekennzeichnet durch die Bewegung der Fluidpartikeln entlang parallel verlaufender Stromlinien. Die Bewegung ist daher frei von Querströmungen. Hierdurch entsteht eine sichtbare scharfe Abgrenzung des Strahles zu dem ihn umgebenden Ringstrahl. Eine Vermischung beider Strahlen findet (außer durch Diffusion) nicht statt. Der laminare Zentralstrahl tritt zentrisch in die Blendenöffnung ein, ohne die Kante der Öffnung zu benetzen. Bei einer Erhöhung des Ringkanaldurchsatzes erfährt der Zentralstrahl im Bereich der Blendenöffnung eine Kontraktion.

6.1.3.4.3 Der turbulente Strahl

Wird der Durchsatz des Zentralstrahles über einen bestimmten Wert hinaus erhöht, so schlägt die laminare Strömung des Zentralstrahles in turbulent um. Siehe hierzu Abb. 6.2 c. Turbulenz ist allgemein definiert als eine der Hauptbewegung des Fluides aufgeprägte zufällige Sekundärbewegung, die aus zahlreichen Wirbeln unterschiedlicher Form, Größe und Orientierung besteht. Diese Wirbel entstehen in Regionen hoher Reibung entlang eines durchströmten oder umströmten Körpers, in Zonen des Abreißens der Strömungsgrenzschicht und durch von außen auf die Strömung aufgeprägte Störungen. Durch die Turbulenz des Zentralstrahles entstehen zwischen Zentral- und Ringstrahl starke makroskopische Querströmungen, die zu einer intensiven Vermischung beider Strahlen führen. Hierdurch ist eine Trennung beider Strahlen nicht mehr gewährleistet. Wie aus Abb. 6.2 c hervorgeht, werden die Blendenkante, die Blendenunterseite und Teile des Ringkanales mit dem Fluid des Zentralstrahles benetzt. Tritt diese Strömungsform im Beschichtungsbetrieb auf, so entstehen an den mit Beschichtungsgas benetzten Teilen Pyrokohlenstoffaufwachsendungen.



a) flackernder Strahl b) laminarer Strahl c) turbulenter Strahl

Abb. 6.2: Strömungsbilder des Zentralstrahles

6.1.3.5 Ergebnisse zur Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

Zur Darstellung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles wurde der Quotient aus tatsächlicher und kritischer Reynolds-Zahl des Zentralstrahles $(Re/Re_{krit})_Z$ als Funktion des Ringkanaldurchsatzes \dot{q}_R aufgetragen (siehe Abb. 6.3 bis Abb. 6.8). Die tatsächliche Reynolds-Zahl wurde dabei bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit des Fluides im Zuführungsrohr, die sich ergibt als

$$u_Z = \frac{\dot{q}_Z}{F_Z}$$

Für die kritische Reynolds-Zahl wurde wie in der Literatur [22-24] für die Rohrströmung angegeben, $Re = 2300$ gesetzt.

Die obere Grenze des laminaren Bereiches des Zentralstrahles ist gegeben durch das Umschlagen der Strömung vom turbulenten in den laminaren Zustand. Die untere Grenze bildet, abhängig vom Ringkanaldurchsatz, der Wert $(Re/Re_{krit})_Z = 0$ oder der Übergang des laminaren zum flackernden, zerissenen Strahl.

Die Grenzkurven turbulent \rightarrow laminar beginnen für die jeweiligen Kombinationen der Zentralstrahl- und Blendendurchmesser d_Z und d_B bei einem Ringkanaldurchsatz, der gleich ist dem minimalen Balancedurchsatz für das Partikelbett und überstreichen einen Bereich von minimal $\dot{q}_R = 230 \text{ Nl/h}$ und maximal $\dot{q}_R = 320 \text{ Nl/h}$. Der bei maximalem Gesamtdurchsatz $\dot{q}_R + \dot{q}_Z$ vorhandene Fluidisierungsgrad β_f liegt bei allen Kombinationen d_Z und d_B über den Maximalwerten der in Kapitel 6.1.5.3 zur Charakterisierung der Bettbewegung bestimmten Fluidisierungsgrade.

Für minimalen Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R haben die Grenzkurven turbulent \rightarrow laminar ein Minimum und steigen mit größer werdendem Ringkanaldurchsatz an, um sich asymptotisch einem Maximalwert zu nähern. Der Anstieg von $(Re/Re_{krit})_Z$ mit wachsendem Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und der asymptotische Verlauf für hohes \dot{q}_R zeigen den Einfluß, den die Bewegung des Partikelnettes

auf den laminaren Bereich des Zentralstrahles hat. Während bei geringen Fluiddurchsätzen eine diskontinuierliche Bettbewegung wie Bubbling und Slugging vorherrscht, geht diese mit steigendem Ringkanaldurchsatz mehr oder weniger in eine kontinuierliche, dem Spouting nahekommende Bewegung über. Bei dieser Bewegung sind die im Bett entstehenden Druckstöße geringer als beim Bubbling und Slugging, so daß die der Strömung aufgeprägten Störungen geringer sind.

Abb. 6.3 bis Abb. 6.8 zeigen, daß der Einfluß der Bettbeladung auf das Umschlagen der Strömung des Zentralstrahles von turbulent zu laminar relativ gering ist. So liegt z. B. für die Durchmesserkombination $d_Z = 4 \text{ mm}$ und $d_B = 6 \text{ mm}$ und eine Zentralstrahllänge $h = 15 \text{ mm}$ ($Re/Re_{krit})_Z$ mit 1,28 bei einer Bettbeladung von $V_{PS} = 25 \text{ ml}$ nur um etwa 9 % höher als der entsprechende Wert für $V_{PS} = 75 \text{ ml}$. Diese 9 % sind die maximal auftretende Differenz. Für von $d_Z = 4 \text{ mm}$ und $d_B = 6 \text{ mm}$ verschiedene Durchmesserkombinationen sowie größere Strahllängen als $h = 15 \text{ mm}$ ist der Einfluß der Bettbeladung geringer. Allgemein nimmt der Einfluß mit steigendem Ringkanaldurchsatz ab.

Bei einem kurzen Zentralstrahl schlägt die Strömung von turbulent zu laminar bei höheren Reynolds-Zahlen um als bei einem langen Strahl. Die der Turbulenz entgegenwirkende Dämpfung ist bei langem Strahl geringer. Für Kombinationen kleiner Durchmesser d_Z und d_B und eine geringe Bettbeladung haben die Grenzkurven turbulent \rightarrow laminar nahezu gleiche Abstände zueinander. Für größer werdende Zentralstrahl- und Blendendurchmesser und steigende Bettbeladung wird dagegen die Differenz der Werte (Re/Re_{krit}) für $h = 15 \text{ mm}$ und $h = 30 \text{ mm}$ geringer, während für $h = 45 \text{ mm}$ die Strömung bei im Verhältnis zu $h = 30 \text{ mm}$ niedrigen Reynolds-Zahlen umschlägt.

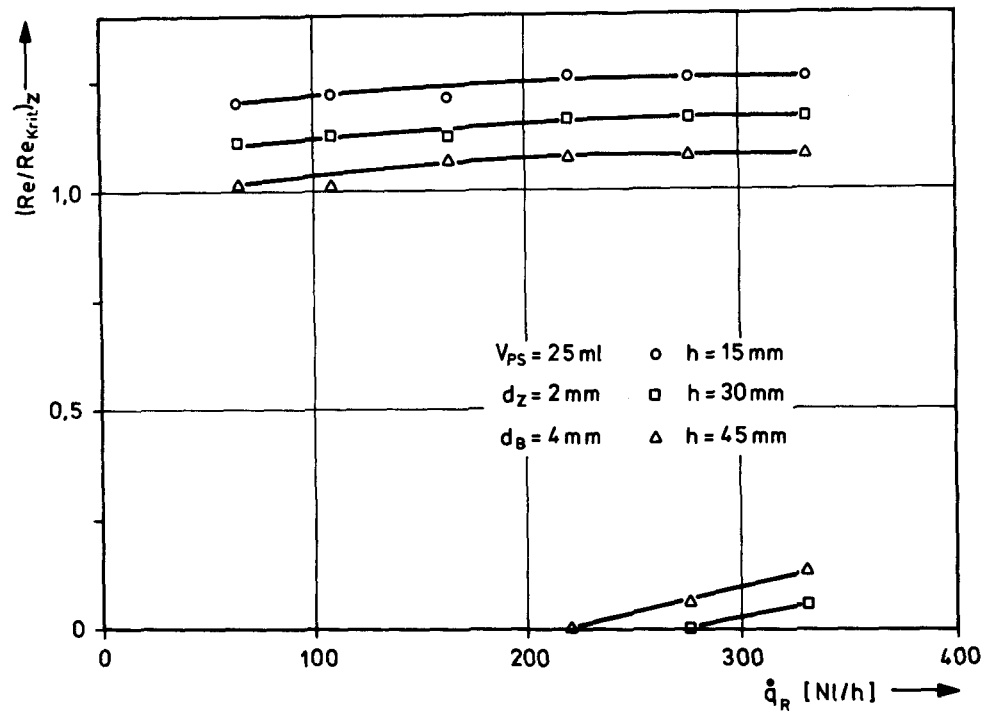


Abb. 6.3: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

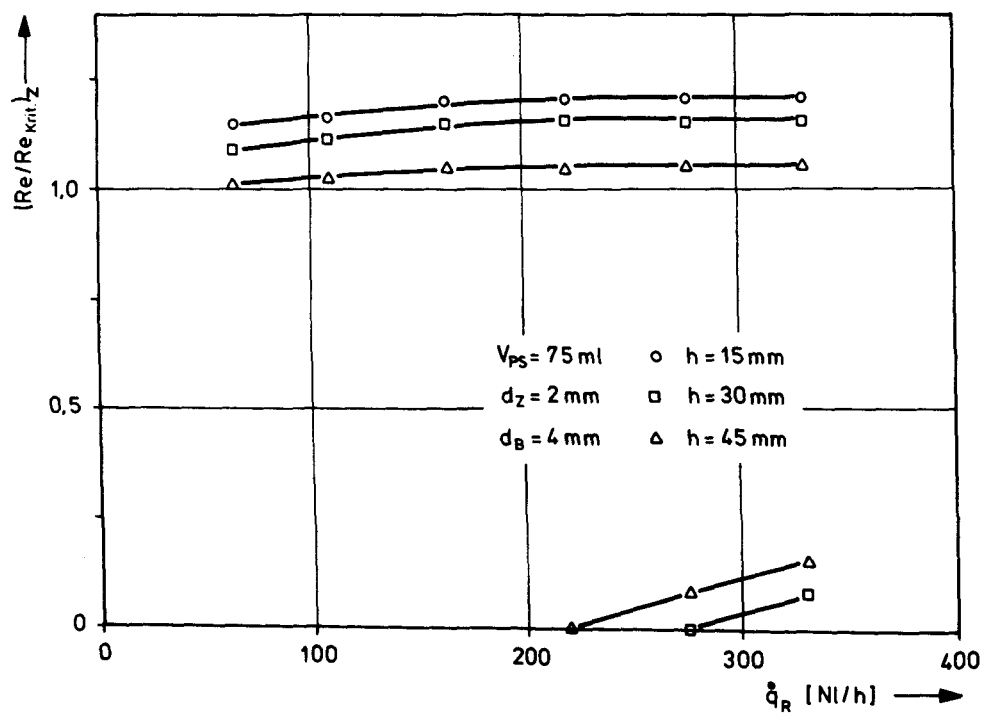


Abb. 6.4: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

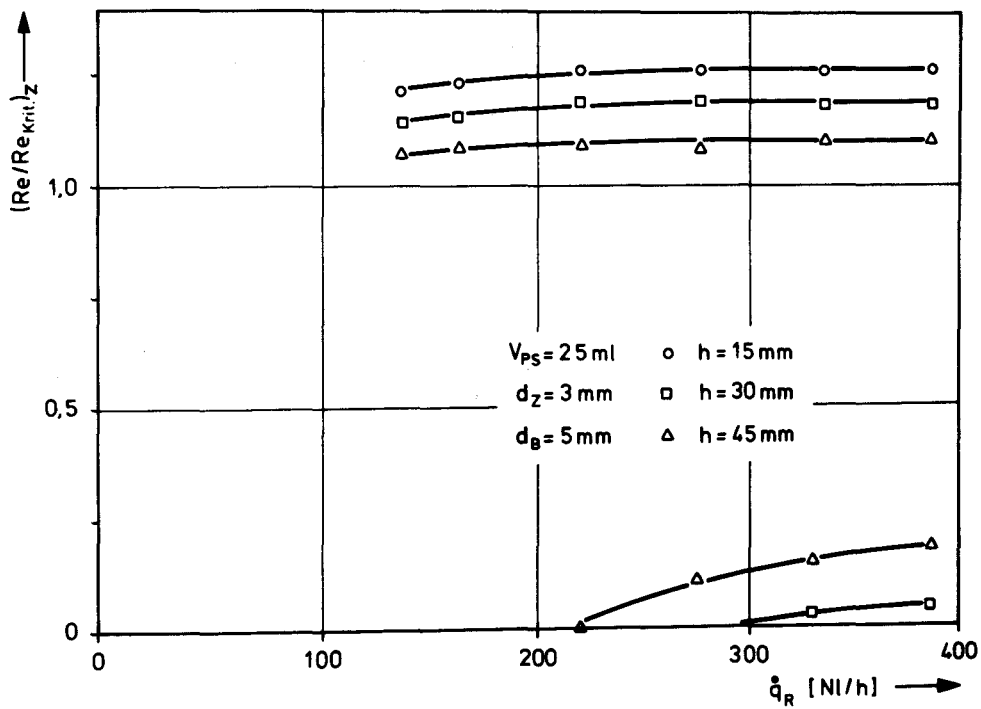


Abb. 6.5: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

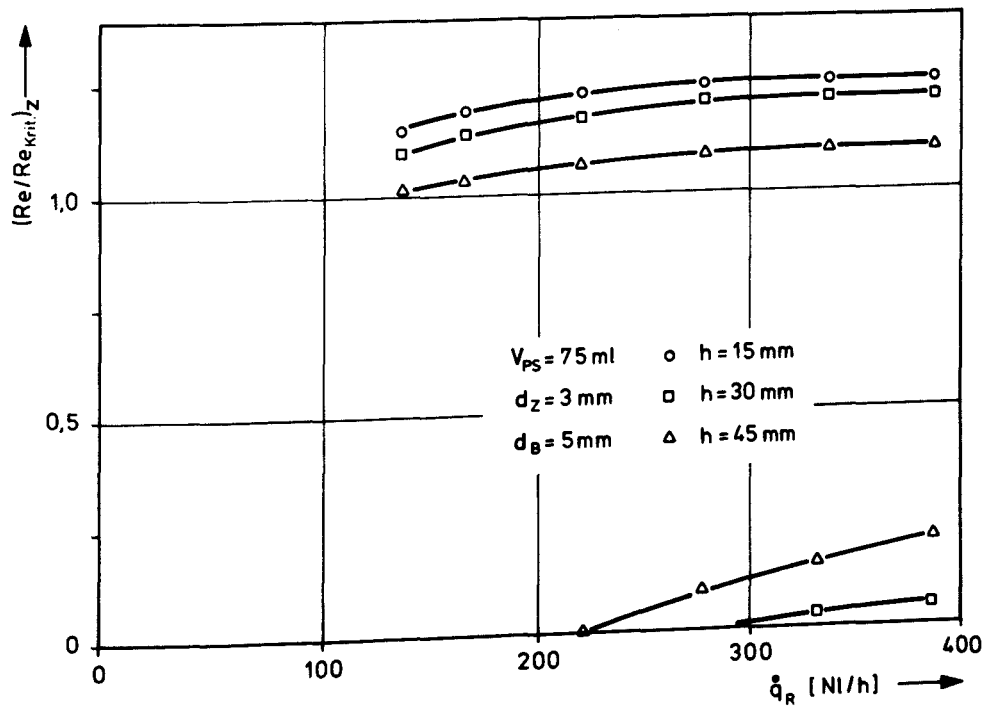


Abb. 6.6: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

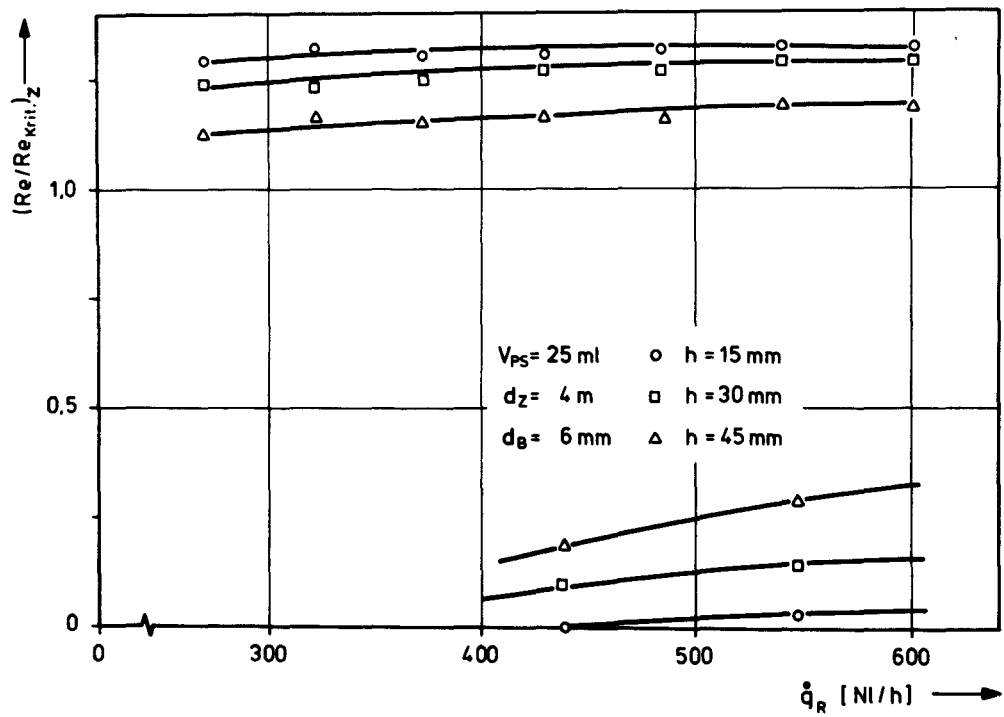


Abb. 6.7: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

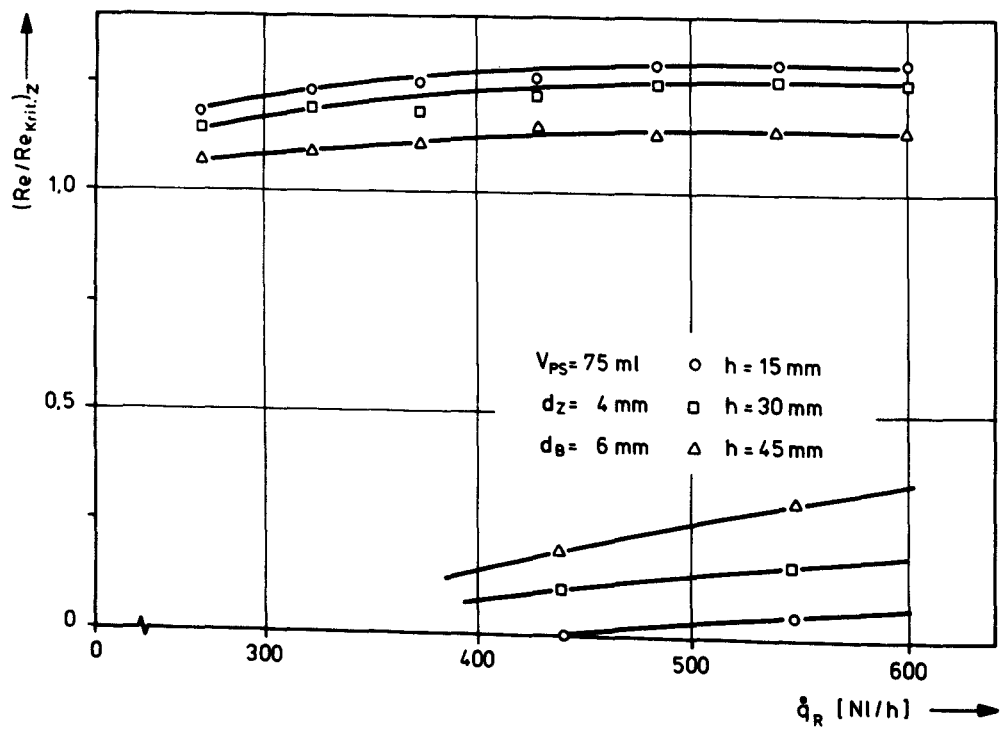


Abb. 6.8: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles

Wie zu erwarten war, kann mit größerem Zentralstrahldurchmesser der laminare Bereich zu höheren Reynolds-Zahlen hin erweitert werden. Für größere Durchmesser des Zuführungsrohres sind die Wandeinflüsse auf die Strömung geringer als für kleine Durchmesser, so daß auch ein Teil der Störungen, die die Turbulenz auslösen, geringer sind.

Der laminare Bereich des Zentralstrahles erstreckt sich nach unten hin für eine Strahllänge von $h = 15$ mm und die Strahldurchmesser $d_Z = 2$ mm und $d_Z = 3$ mm bis zu $(Re/Re_{krit})_Z = 0$. Für die Kombination $d_Z = 4$ mm, $d_B = 6$ mm erreicht die Grenzkurve zwischen laminarem und flackerndem, zerrissenem Strahl für $\dot{q}_R = 600$ Nl/h mit $(Re/Re_{krit})_Z = 0,05$ einen sehr geringen Wert. Für $h = 30$ mm und $h = 45$ mm reicht der laminare Bereich des Zentralstrahles bei kleinen Ringkanaldurchsätzen ebenfalls bis zu $(Re/Re_{krit})_Z = 0$. Bei Durchsätzen $\dot{q}_R > 200$ Nl/h steigen die Grenzkurven zu größeren Reynolds-Zahlen an. Dabei erfolgt der Übergang vom laminaren zum flackernden, zerrissenen Strahl für $h = 45$ mm bei größeren Re-Zahlen als für kürzere Strahlen. Der Einfluß der Bettbeladung auf den Verlauf der unteren Grenzkurven des laminaren Bereiches des Zentralstrahles ist vernachlässigbar klein.

6.1.4 Bestimmung der minimalen Fluidisiergeschwindigkeit im konischen Partikelbett

Die in Kapitel 5.2.2 abgeleitete Gleichung (5.6) gilt nur für Wirbelbetten zylindrischer Form mit einer über den Bettquerschnitt gleichmäßigen Fluidanströmung. Für das konische Bett mit einem Öffnungswinkel von 30° und einem zentralen Gaseintritt wurde deshalb für verschiedene Bettbeladungen und zwei unterschiedliche Partikeldurchmesser die minimale Fluidisiergeschwindigkeit u_{mf} experimentell ermittelt. Die Blendenöffnung betrug dabei 4 mm und wurde mit einem Sieb abgedeckt, so daß keine Partikeln durch die Blendenöffnung nach unten fallen konnten.

Abb. 6.9 und 6.10 zeigen den Verlauf des Druckverlustes Δp im Partikelbett, aufgetragen gegen die Leerrohrgeschwindigkeit u_0 . u_0 ist die auf den Querschnitt der Bettoberfläche bezogene mittlere Geschwindigkeit. Der Druckverlust steigt bei einer Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit nahezu linear an und erreicht am Punkt der minimalen Fluidisierung ein Maximum. Bis zu diesem Punkt ist Δp die Summe aus dem flächenbezogenen Widerstand, der durch die Reibung des Fluides an den Partikeln hervorgerufen wird und dem Widerstand, der durch die Reibung der ruhenden Partikeln untereinander entsteht. Nach Erreichen des Maximums fällt Δp auf einen Wert ab, der lediglich dem Reibungswiderstand des Fluides an den Partikeln entspricht. Die Reibung der Partikeln untereinander ist wegen ihrer Bewegung sehr gering. Wird die Geschwindigkeit weiter über die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit erhöht, so bleibt der Druckverlust nahezu konstant, wie aus den Abb. 9.1 bis 9.18 des Anhangs hervorgeht.

Der jeweilige untere Kurvenzug eines Kurvenpaares in Abb. 6.9 und Abb. 6.10 stellt das Abfallen des Druckverlustes mit zurückgehender Leerrohrgeschwindigkeit dar. Die Kurven verlaufen glatt in den Nullpunkt zurück. Die Differenz zwischen oberer und unterer Kurve stellt für eine bestimmte Geschwindigkeit die Größe des Druckverlustes dar, der aus der Reibung der ruhenden Partikeln untereinander resultiert.

Wie zu erwarten war, ergeben sich für Partikeln größeren Durchmessers größere minimale Fluidisierungsgeschwindigkeiten. Entsprechend Gleichung (5.6) und Gleichung (5.11), die abgesehen von der jeweiligen Konstanten grundsätzlich auch für das konische Partikelbett gelten, geht der Partikeldurchmesser quadratisch bzw. mit dem Exponenten 1,82 in die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit ein.

Aus Abb. 6.9 und Abb. 6.10 geht hervor, daß die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit u_{mf} im konischen Bett mit steigender Bettbeladung V_{PS} abnimmt. Diese Tatsache kann damit erklärt werden, daß bei geringer Bettbeladung die Kegelstumpfform des Konus der zylindrischen Bettgeometrie näher kommt als

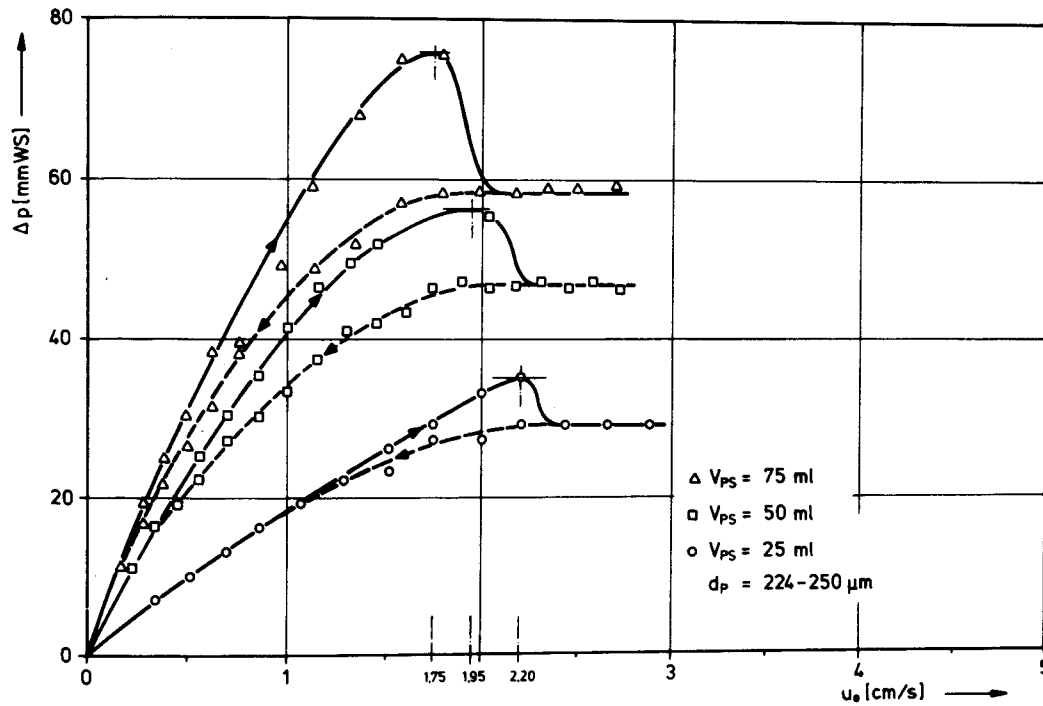


Abb. 6.9: Druckverlust Δp im Partikelbett als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit u_0

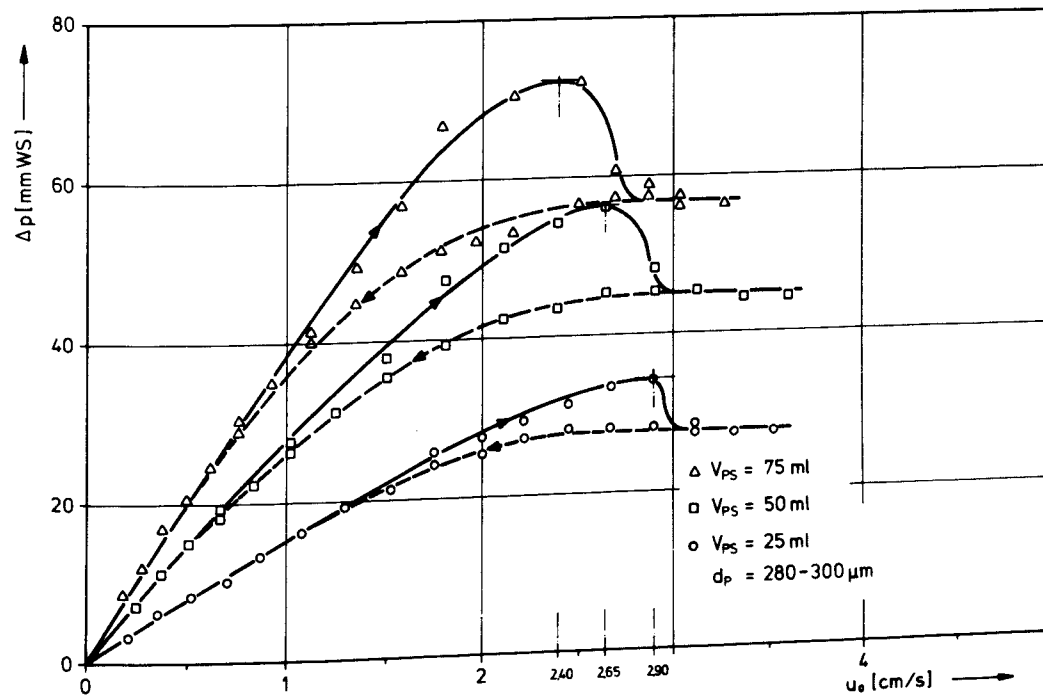


Abb. 6.10: Druckverlust Δp im Partikelbett als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit u_0

bei hoher Bettbeladung. Außerdem wird vermutet, daß sich bei höherer Bettbeladung im oberen Bereich der Konuswandung Schiebeschichten ausbilden, so daß die eigentliche Querschnittsfläche innerhalb der die minimale Fluidisierung stattfindet, kleiner ist als die Bettoberfläche.

Die für das konische Bett mit 30° Öffnungswinkel ermittelten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeiten wurden bezogen auf die mittels Gleichung (5.6) errechneten Werte. Hierdurch ergibt sich der in Kapitel 5.2.2 definierte Korrekturfaktor α_f . In Abb. 6.11 ist α_f über der Bettbeladung aufgetragen. Mit steigender Bettbeladung fällt α_f von 0,42 bei $V_{PS} = 25$ ml linear auf einen Wert von 0,33 bei $V_{PS} = 75$ ml ab.

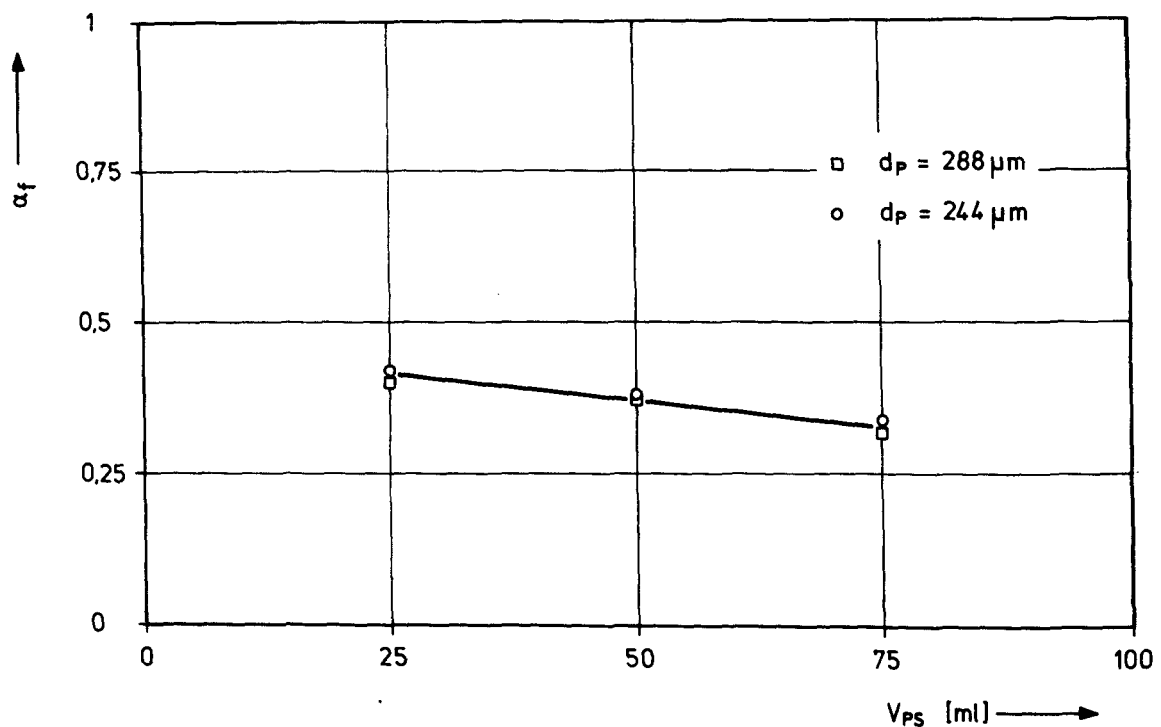


Abb. 6.11: Korrekturfaktor α_f als Funktion der Bettbeladung V_{PS}

6.1.5 Bestimmung des Balancedurchsatzes

6.1.5.1 Vorbemerkung

Der Balancedurchsatz ist der minimale Fluiddurchsatz mit dem das Partikelbett angeströmt werden muß um zu verhindern, daß Partikeln durch die Blendenöffnung nach unten hin in den Ringkanal fallen. Bedingt durch die Funktionsweise der Düse - laminare Strömung des Zentralstrahles, dessen Durchmesser immer kleiner ist als der Durchmesser der Blendenöffnung - ist der Balancedurchsatz \dot{q}_b gleich dem minimal notwendigen Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R . \dot{q}_R wiederum ist abhängig vom Zentralstrahldurchsatz \dot{q}_Z . Es wurde daher als Balancedurchsatz der Ringkanaldurchsatz ermittelt, der bei einem bestimmten \dot{q}_Z gerade noch ausreichte, um keine Partikeln durch die Blendenöffnung treten zu lassen.

6.1.5.2 Ergebnisse zur Bestimmung des Balancedurchsatzes

In den Abb. 9.1 bis 9.18 des Anhanges ist der als Balancedurchsatz \dot{q}_b benötigte Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z aufgetragen. Der Bereich von \dot{q}_Z endet mit dem entsprechenden Wert, bei dem für den Zentralstrahl gerade die kritische Reynolds-Zahl erreicht wird. Damit ist sichergestellt, daß die Strömung des Zentralstrahles laminar ist.

Der Kurvenzug $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ verbindet die Maximalwerte von jeweils drei Meßpunkten, die für einen bestimmten Zentralstrahldurchsatz bei unterschiedlichen Strahllängen h erhalten wurden. Die Anordnung der drei Meßpunkte zueinander zeigt, daß \dot{q}_R unabhängig von der Zentralstrahllänge ist.

Der Verlauf $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ beginnt für $\dot{q}_Z = 0$ mit einem bestimmten Wert, durchläuft mit ansteigendem \dot{q}_Z ein Minimum und steigt dann wieder auf Werte an, die im allgemeinen über $\dot{q}_R(0)$ liegen. Das Entstehen des Minimums läßt sich wie folgt erklären.

Für $\dot{q}_Z = 0$ muß das Fluid des Ringstrahles die gesamte Blendenöffnung ausfüllen. Beim Zuschalten des Zentralstrahles wird ein Teil des Balancedurchsatzes durch den Zentralstrahl aufgebracht. Für geringe \dot{q}_Z -Werte wird der Balancedurchsatz in der Querschnittsfläche des Zentralstrahles nicht erreicht, so daß hier der Ringkanalstrom den fehlenden Anteil übernehmen muß. Der Zentralstrahl ist daher in Blendennähe entsprechend verjüngt (flackernder Strahl). Dieser Anteil wird mit steigendem \dot{q}_Z geringer bis dann im Minimum des Verlaufes $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ der Ringkanaldurchsatz lediglich noch die Fläche auszufüllen hat, die zwischen voll ausgebildetem Zentralstrahl und Kante der Blendenöffnung gebildet wird.

Nach Erreichen des Minimums steigt der erforderliche Ringkanaldurchsatz mit wachsendem \dot{q}_Z wieder an. Der Grund hierfür ist die stärker werdende Bewegung des Partikelnbettes. In Kapitel 5.2.5 sind vier charakteristische Formen der Bettbewegung gezeigt und beschrieben.

Bei einem geringen Fluidangebot ist die Bettbewegung gering. Für Kombinationen kleiner Durchmesser d_Z und d_B und eine hohe Bettbeladung kann der Balancedurchsatz unter dem Wert des Durchsatzes für minimale Fluidisierung liegen. Das Bett befindet sich dann in Ruhe. Wird der Durchsatz über den Wert für minimale Fluidisierung hinaus erhöht, steigt der größte Teil des Fluides im Bett in Form von Blasen auf. Es herrscht das Bubbling. Durch die diskontinuierliche Durchströmung des Bettes erleiden die Partikeln Beschleunigungen, deren abwärts gerichtete Komponente durch den Balancedurchsatz aufgehoben werden muß. Mit zunehmendem Zentralstrahldurchsatz nimmt das Volumen der aufsteigenden Blasen zu und die Bettbewegung wird heftiger. Es stellt sich eine Mischbewegung zwischen Bubbling und Slugging ein, d. h. Bubbling und Slugging treten unkontrolliert nebeneinander auf. Die Beschleunigungskräfte der Partikeln werden größer, so daß auch der Balancedurchsatz ansteigt. Eine weitere Erhöhung von \dot{q}_Z führt schließlich zum Spouting, bei dem das Fluid das Partikelbett kontinuierlich durchströmt. Das Spouting trat jedoch bei den Versuchen zur

Bestimmung des Balancedurchsatzes nicht auf, da die Grenze für \dot{q}_Z die kritische Reynolds-Zahl war und so der für das Spouting erforderliche Durchsatz nicht erreicht wurde. Für reines Spouting ist \dot{q}_R unabhängig von \dot{q}_Z .

Für die Durchmesserkombination $d_Z = 4 \text{ mm}$, $d_B = 6 \text{ mm}$ und eine Beladung des Bettes mit Partikeln der Durchmesserfraktion $224 \text{ } \mu\text{m}$ bis $250 \text{ } \mu\text{m}$ wurde neben dem Bubbling und Slugging eine zusätzliche, die schaukelnde Bewegung oder das Rocking im Partikelbett beobachtet. Im schaukelnden Bett steigt die Fluidblase auf einem von der Symmetrieachse des Konus verschiedenen Wege auf. Die dem Blasenweg gegenüberliegende Schütttschicht erfährt dabei eine solch hohe Abwärtsbewegung, daß die Partikeln tangential zur Blendenflanke durch die Blendenöffnung schießen und auch "sehr hohe" Ringkanaldurchsätze nicht ausreichen, die Partikeln am Durchtreten der Blendenöffnung zu hindern. Der beschriebene Effekt tritt bei geringer Bettbeladung bei kleinerem \dot{q}_Z auf als bei höherer Bettbeladung. Für $V_{PS} = 75 \text{ ml}$ und $\dot{q}_Z > 300 \text{ Nl/h}$ konnte eine Stabilisierung des Bettes zum Slugging hin beobachtet werden, so daß für diesen Bereich auch wieder ein Balancedurchsatz ermittelt werden konnte. Allerdings ergab sich hier eine Streuung der Werte von über 10 %. Siehe hierzu Abb. 9.7 bis Abb. 9.9.

Betrachtet man den Verlauf $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ für eine bestimmte Durchmesserkombination d_Z und d_B , so ist $\dot{q}_R(0)$ für alle drei Bettbeladungen V_{PS} nahezu konstant. Hier macht sich, wenn die minimale Fluidisierung noch nicht erreicht ist, der bekannte Siloeffekt bemerkbar. Mit größer werdender Betthöhe steigt der Druck am Konusboden und damit die Reibung der Partikeln untereinander an. Es kommt zu einer gegenseitigen Verkeilung der Partikeln. Die so entstehenden "Brücken" nehmen einen Teil des Bettgewichtes auf. Tritt jedoch bei $\dot{q}_R(0)$ bereits eine Bettbewegung auf, so wird $\dot{q}_R(0)$ mit höherer Bettbeladung geringer, da für eine höhere Beladung die Bettbewegung geringer ist. Siehe hierzu Abb. 9.7 bis Abb. 9.9. Entsprechend ist auch

bei allen Durchmesserkombinationen d_Z und d_B der Balancedurchsatz für ein bestimmtes $\dot{q}_Z \neq 0$ für höhere Bettbeladungen geringer. Das Minimum der Kurven $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ ist zu größeren \dot{q}_Z -Werten hin verschoben und $\dot{q}_R(\dot{q}_{Z\text{Rekrit}})$ nimmt für höhere Bettbeladungen ebenfalls geringere Werte an.

Für die Partikeln der Durchmesserfraktion 280 μm bis 300 μm liegen die Werte $\dot{q}_R(0)$ nur geringfügig über denen der Partikeln der Fraktion 224 μm bis 250 μm . Bei größeren Partikeln macht sich der Siloeffekt stärker bemerkbar als bei kleineren. Der Verlauf $\dot{q}_R(\dot{q}_Z)$ zeigt für beide Partikelgrößen die gleiche Tendenz. Allerdings sind die Kurven für die Fraktion 280 μm bis 300 μm mehr gestreckt, was von der geringeren Bettbewegung für die größeren Partikeln herrührt.

Wie zu erwarten war, ist der Balancedurchsatz für Kombinationen großer Durchmesser d_Z und d_B größer, da hier bei gleicher Spaltbreite zwischen Zentralstrahl und Kante der Blendenöffnung die Ringfläche größer ist.

6.1.5.3 Die Balancegeschwindigkeit

Die Aussage einer Fluidgeschwindigkeit ist gegenüber der eines Durchsatzes allgemeingültiger. In den Abb. 6.12 bis 6.17 ist die als Balancegeschwindigkeit u_b benötigte Geschwindigkeit des Ringkanalfluides u_{RB} über der Geschwindigkeit des Zentralstrahles u_Z aufgetragen. u_{RB} bzw. u_Z wurden ermittelt als Quotient aus den entsprechenden Durchsätzen \dot{q}_R und \dot{q}_Z und den Flächen, die sich für eine bestimmte Durchmesserkombination d_Z und d_B ergeben. Auf den Kurvenzügen $u_{RB}(u_Z)$ ist als Parameter der Fluidisierungsgrad β_f angegeben. β_f ist definiert als

$$\beta_f = \frac{u_o}{u_{mf}} \quad (5.13)$$

In Kapitel 5.2.4 ist mit den Gleichungen (5.32) und (5.34) eine Beziehung zur Berechnung der Balancegeschwindigkeit u_b

angegeben. Gleichung (5.32) berücksichtigt jedoch nicht den Einfluß des Zentralstrahles und den Einfluß der Bettbewegung auf die Balancegeschwindigkeit. Sie gilt daher nur für $\dot{q}_Z = 0$ und für einen Fluidisierungsgrad $\beta_F < 1$.

Für die Partikeln der Durchmesserfraktion $224 \mu\text{m}$ bis $250 \mu\text{m}$ mit einem mittleren Partikelndurchmesser von $d_{\text{pm}} = 244 \mu\text{m}$ errechnet sich die Balancegeschwindigkeit zu $u_b = 176,4 \text{ cm/s}$. Wie aus den Abb. 6.12 bis 6.14 hervorgeht, liegt dieser Wert mit etwa 7 % nur geringfügig unter den experimentell bestimmten Balancegeschwindigkeiten. Für die Kombination $d_Z = 4 \text{ mm}$, $d_B = 6 \text{ mm}$ und eine geringe Bettbeladung ergeben die Versuche jedoch höhere Werte, da hier $\beta_F > 1$ ist. Mit größer werdender Bettbeladung und einer damit verbundenen Verringerung des Fluidisierungsgrades für $\dot{q}_Z = 0$, nähern sich die Versuchswerte jedoch den errechneten Geschwindigkeiten. Für die Durchmesserfraktion $280 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ und $d_{\text{pm}} = 288 \mu\text{m}$ erhält man mit Gleichung (5.32) und (5.34) $u_b = 215,1 \text{ cm/s}$. Dieser Wert ist praktisch identisch mit den in den Versuchen erhaltenen Geschwindigkeiten $u_{\text{RB}}(0)$, wie die Abb. 6.15 bis 6.17 zeigen.

Die mehr oder weniger ausgeprägten Maxima der Funktionen $u_{\text{RB}}(u_Z)$ für kleine u_Z sind nicht wirklich in der Strömung vorhanden, sie ergeben sich vielmehr durch die Art der Bestimmung der Geschwindigkeiten. Für kleine Zentralstrahldurchsätze \dot{q}_Z entsteht der flackernde Strahl, der nicht die gesamte durch d_Z angegebene Fläche ausfüllt. Hierdurch wird die Fläche für den Ringstrahl entsprechend vergrößert. Bei der Rechnung konnte die Änderung der Flächen jedoch nicht berücksichtigt werden, so daß sich für u_Z zu kleine und für u_{RB} zu große Werte ergeben. Der tatsächliche Verlauf $u_{\text{RB}}(u_Z)$ beginnt bei Werten $u_Z = u_{\text{RB}}(0)$.

Die sich an die Maxima anschließenden Minima der Kurvenzüge $u_{\text{RB}}(u_Z)$ unterschreiten für einige Durchmesserkombinationen d_Z , d_B die Werte $u_{\text{RB}}(0)$. Dabei ist der Fluidisierungsgrad $\beta_F \leq 1$.

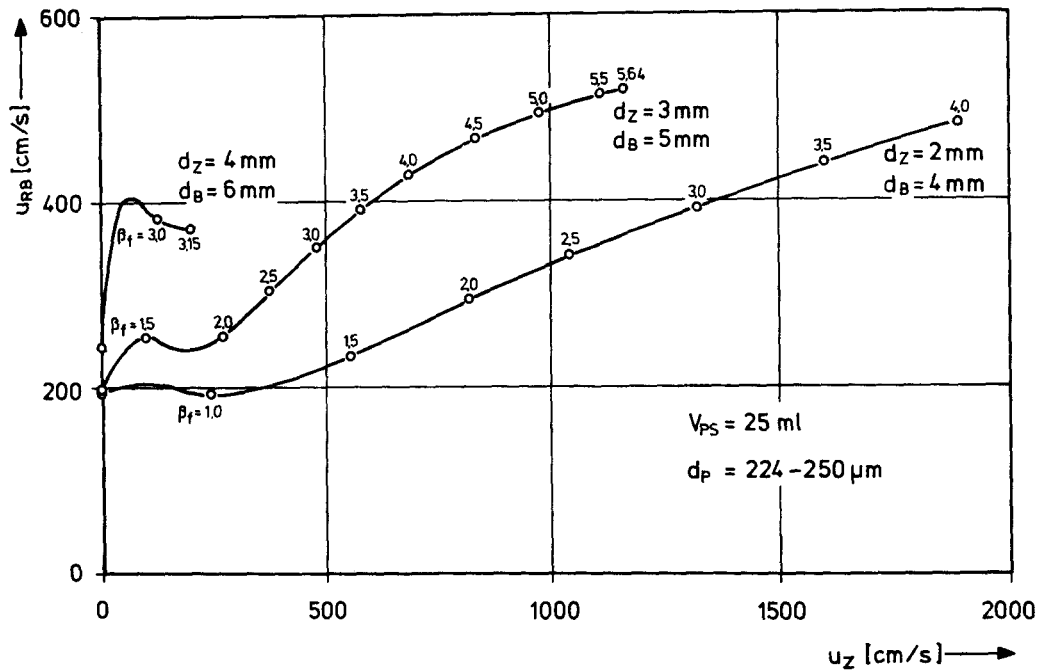


Abb. 6.12: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

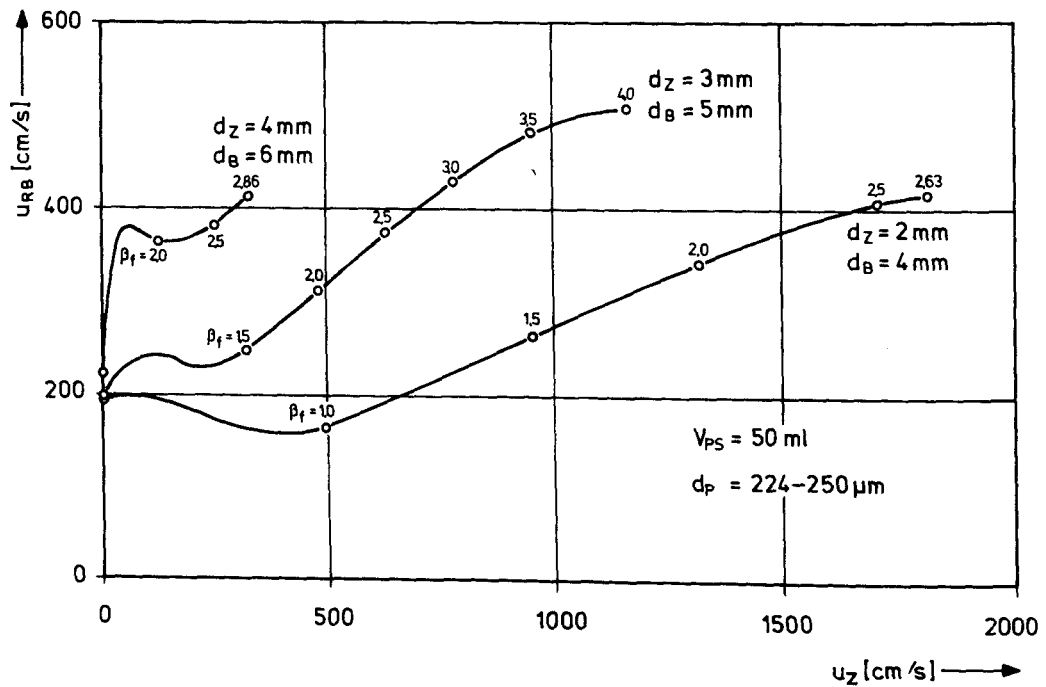


Abb. 6.13: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

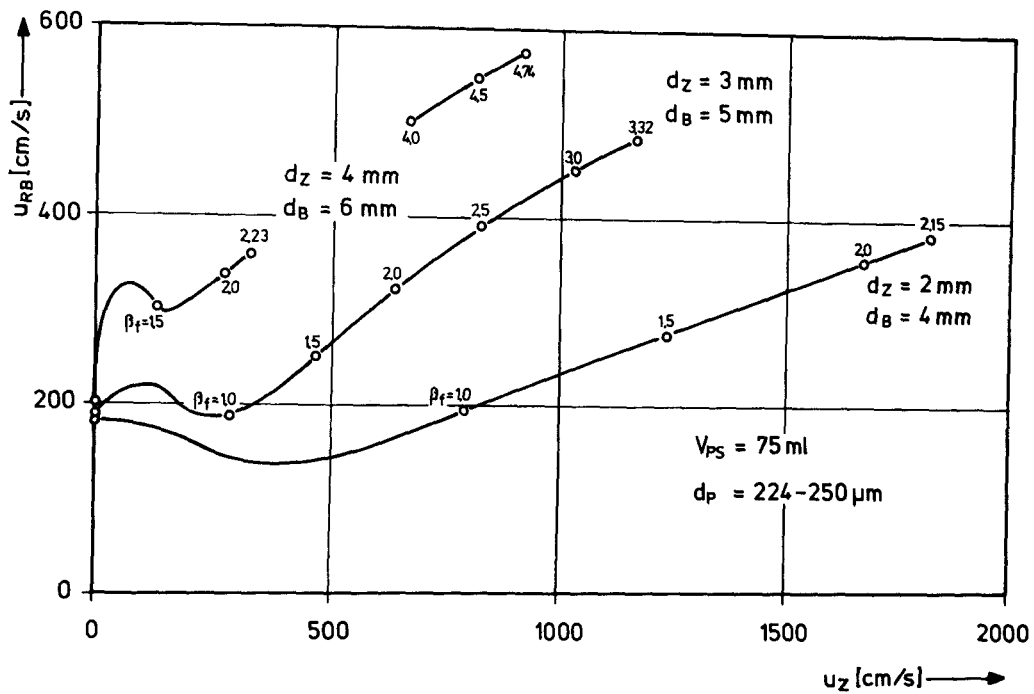


Abb. 6.14: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

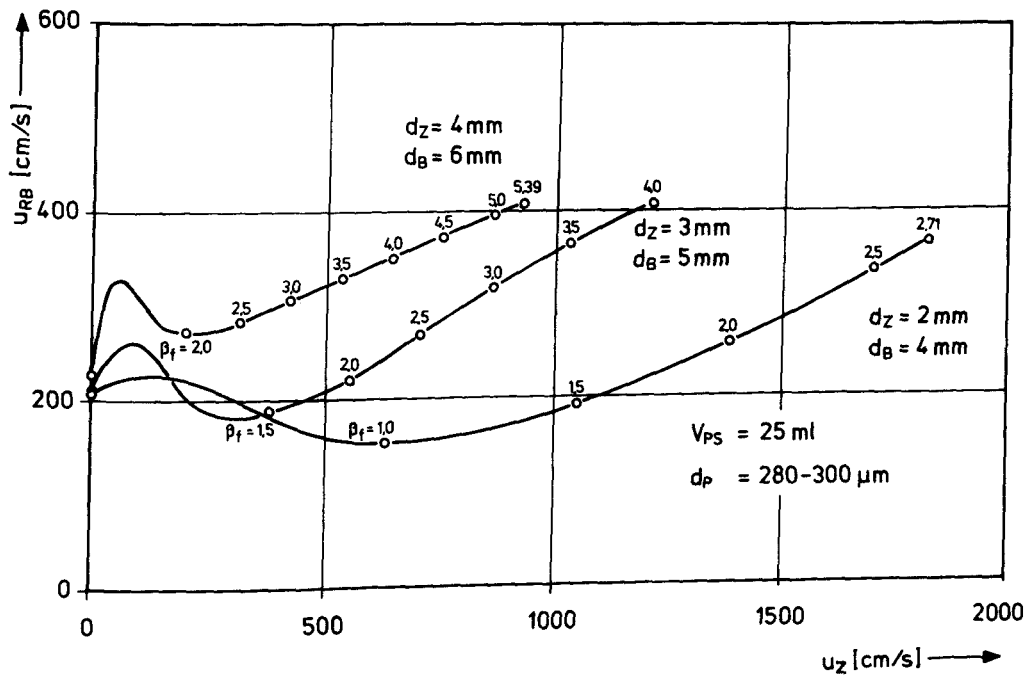


Abb. 6.15: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

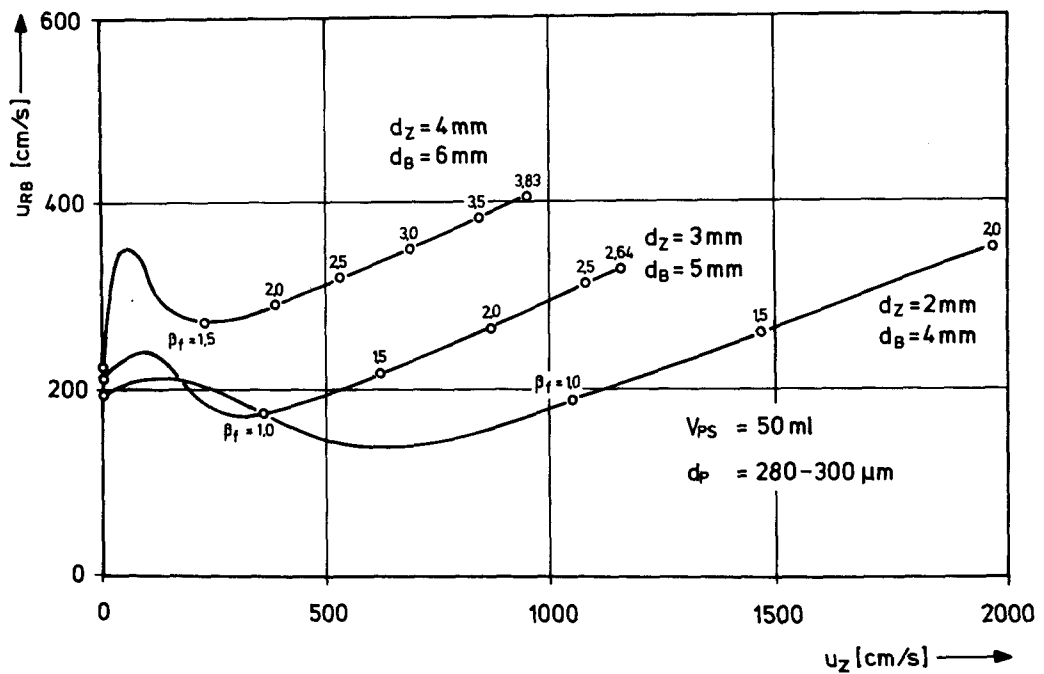


Abb. 6.16: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

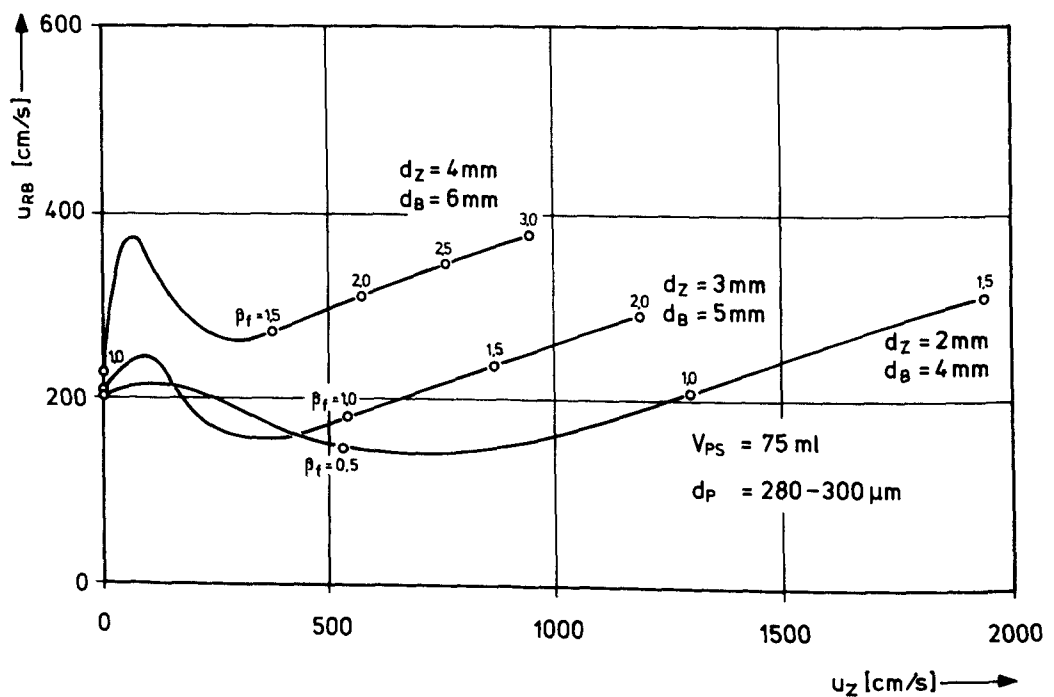


Abb. 6.17: Minimale Ringstrahlgeschwindigkeit u_{RB} in Blendenebene als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit u_Z

Das Unterschreiten der Werte $u_{RB}(0)$ läßt sich wie folgt erklären. Für $\beta_f < 1$ ist die minimale Fluidisierung noch nicht erreicht. Die Oberfläche des Partikelnbettes befindet sich in Ruhe. Am Konusboden jedoch herrscht wegen des geringeren Querschnittes eine Geschwindigkeit, die größer ist als die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit. Die Partikeln bewegen sich und ihr Zwischenraum ϵ ist größer als ϵ_{mf} . Mit wachsendem ϵ aber wird, wie Gleichung (5.33) zeigt, der Widerstandsbeiwert eines Partikels in der Wirbelschicht größer, so daß die erforderliche Balancegeschwindigkeit kleinere Werte annimmt. Für $\beta_f > 1$ wird die minimale Fluidisierung überschritten, das Fluid steigt diskontinuierlich in Form von Blasen im Partikelbett auf und die Bettbewegung wird eine bestimmende Größe für die Balancegeschwindigkeit.

Die Bettbewegung läßt sich mit dem Fluidisierungsgrad β_f beschreiben. β_f wächst mit steigender Geschwindigkeit des Zentralstrahles an und je größer der Fluidisierungsgrad ist, umso intensiver ist die Bettbewegung und umso größer ist auch die Balancegeschwindigkeit. Bei einer bestimmten Zentralstrahlgeschwindigkeit ist β_f für Kombinationen kleiner Durchmesser d_z und d_B kleiner als für Kombinationen großer Durchmesser. Weiterhin ergeben sich für kleine Partikeln größere Werte β_f als für große Partikeln und mit steigender Bettbeladung fällt der Fluidisierungsgrad ab.

6.2 Versuche am Beschichtungssofen

6.2.1 Der Aufbau der Düse

Für die Hochtemperaturversuche stand eine Beschichtungsanlage zur Verfügung, wie sie Abb. 6.18 zeigt. Der Aufbau des Wirbelschichtofens geht aus Abb. 1.1 hervor. Passend für diesen Ofen wurde eine Düse mit Konus hergestellt, wie sie in Kapitel 3. beschrieben wurde. Die Komponenten der Düse bestehen bis

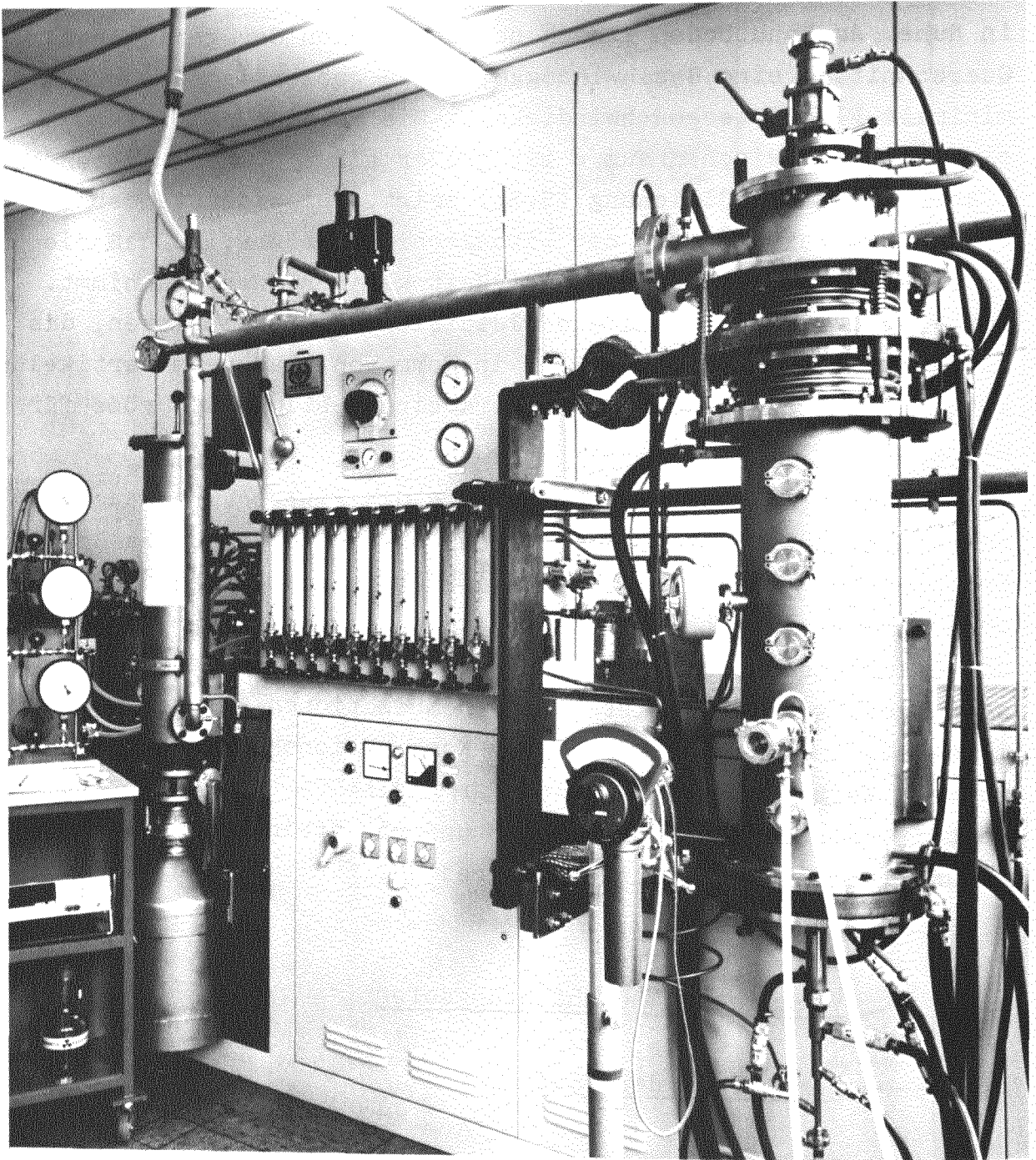


Abb. 6.18: Beschichtungsanlage für HTR-Brennstoffkerne

auf das Zuführungsrohr, das aus nicht rostendem Stahl gefertigt ist, aus Graphit. Die gesamte Einheit ruht auf der Gaszuführungslanze und kann axial verschoben werden. Der Konus nimmt an seinem oberen Ende das Reaktionsrohr auf. Eine Schnittdarstellung der Düse zeigt Abb. 6.19.

6.2.2 Durchführung der Versuche

Die Versuche am Beschichtungssofen wurden in zwei Serien unterteilt. In einer ersten Serie wurden die Ergebnisse der Modellversuche zur Bestimmung des Balancedurchsatzes überprüft, in einer zweiten Serie wurden Beschichtungsversuche durchgeführt. In Tabelle 6.3 sind die Versuche aufgelistet.

Bei den Versuchen zur Überprüfung des Balancedurchsatzes (Nr. 1 bis Nr. 4) wurde entsprechend der Festlegung der Daten der Hauptausführung (Kapitel 6.1.1) für Zentral- und Ringstrahl ein Gasgemisch von 30 Vol.-% C_2H_2 bzw. 30 Vol.-% C_3H_6 und 70 Vol.-% Ar verwendet. Die Temperatur in der Blendenebene wurde auf 1123 K festgelegt. Die Temperaturmessung erfolgt mittels eines Mantelthermoelementes, das durch das Zuführungsrohr in die Blendenebene gebracht wurde. Der Durchmesser des Thermoelementes betrug lediglich 0,5 mm, so daß eine geringe Störung der Strömung zu erwarten war. Mit einem weiteren Thermoelement wurde die Wandtemperatur der Blendenunterseite gemessen. Der Meßfehler, der bei der Messung der Gastemperatur durch Aufheizen des Thermoelementes infolge Strahlung entsteht, wurde durch eine Rechnung bestimmt. Er hat mit etwa 1 % dieselbe Größenordnung wie der zulässige Meßfehler des Thermoelementes und wurde daher vernachlässigt. Die Versuchsdauer betrug für alle Versuche 5 Minuten. Nach Erkalten des Ofens wurde geprüft, wieviele Partikeln durch die Blendenöffnung in den Ringkanal gefallen waren.

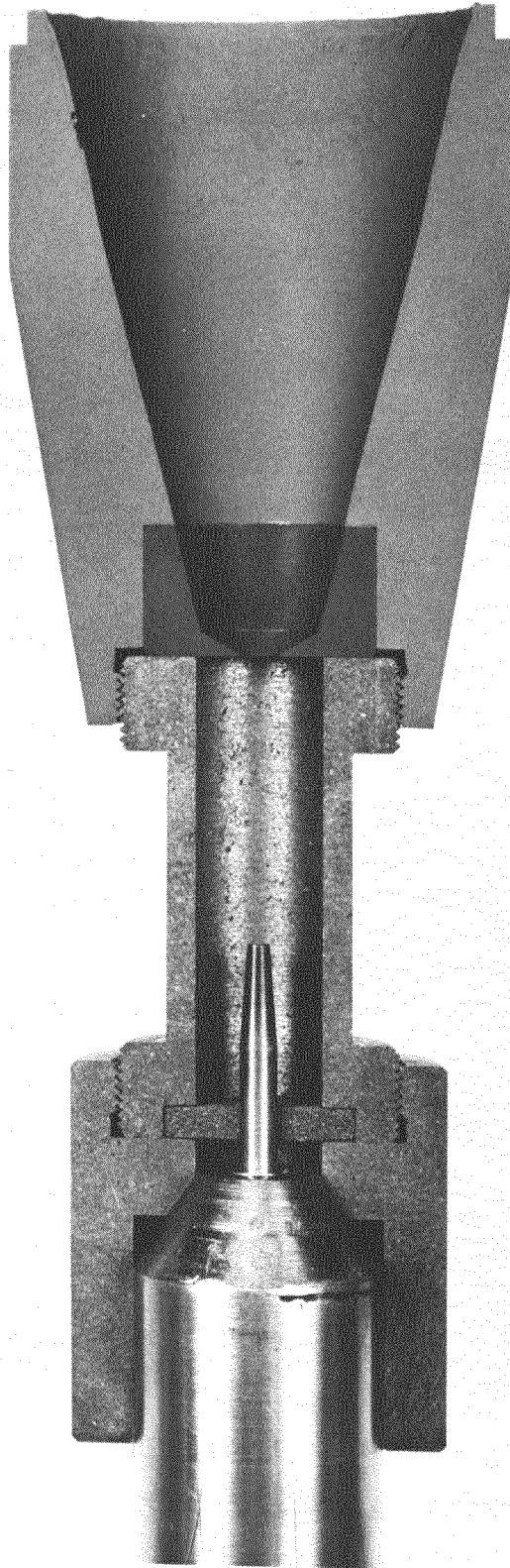


Abb. 6.19: Schnittdarstellung der Düse mit Konus

Versuch Nr.	Partikeln	Bettbeladung [g]	d_Z [mm]	d_B	\dot{q}_Z [Nl/h]	\dot{q}_R [Nl/h]	Versuchs- dauer [min]	Gefallene Partikeln [Gew.-%]
1	400 μm ThO_2	150	2	4	200	200	5	0,5
2	400 μm ThO_2	150	2	4	200	220	5	0
3	570 μm bufferbesch.	126	3	5	200	120	5	0,6
4	570 μm bufferbesch.	190	4	6	300	200	5	0,8
5	400 μm ThO_2	150	2	4	70 C_2H_2	175	15	
6	570 μm bufferbesch.	126	2	4	80 C_3H_6	200	15	
7	400 μm ThO_2	150	2	4	60 C_3H_6 + 45 Ar	170	20	
8	400 μm ThO_2	150	3	5	80 C_2H_2 + 60 Ar	220	15	
9	570 μm bufferbesch.	126	3	5	100 C_3H_6	200	15	
10	570 μm bufferbesch.	126	3	5	60 C_3H_6 + 50 Ar	200	20	
11	400 μm ThO_2	150	2	4	70 C_2H_2 80 C_3H_6	150 180	30 25	
12	400 μm ThO_2	150	2	4	80 C_2H_2 + 70 Ar 90 C_3H_6 + 80 Ar	175 250	30 25	
13	400 μm ThO_2	150	2	4	80 C_2H_2 + 70 Ar 90 C_3H_6 + 80 Ar	175 250	30 25	

Tab. 6.3: Zusammenstellung der am Beschichtungssofen durchgeführten Versuche

Die zweite Serie der Versuche waren Beschichtungsversuche (Versuch Nr. 5 bis Nr. 13). Beschichtet wurden 400 μm ThO_2 -Kerne und 570 μm bufferbeschichtete Partikeln. Die Temperaturmessung erfolgte, wie bei der Beschichtung üblich, mittels eines Pyrometers. Zusätzlich wurde mit einem Thermoelement die Wandtemperatur der Blendenunterseite gemessen.

Bei den Beschichtungsversuchen wurde die Funktionsfähigkeit der Düse untersucht. Eine Hauptfrage dabei war, inwieweit mit ihr Aufwachsungen von Pyrokohlenstoff am Eintrittsort des Beschichtungsgases in das Partikelbett verhindert werden können. Das Fluid des Zentralstrahles war teils reines Beschichtungsgas und teils wurde das Beschichtungsgas mit Argon verdünnt. Das Trägergas war Argon. Der Abstand zwischen Blendenöffnung und Ende des Zuführungsrohres, d. h. die Länge des Zentralstrahles betrug bei allen Versuchen $h = 45$ mm.

6.2.3 Diskussion der Ergebnisse der Versuche

6.2.3.1 Überprüfung des Balancedurchsatzes

Die Ergebnisse der Modellversuche können auf die Hauptausführung übertragen werden, wenn die Kennzahlen Ar und Be für Modell und Hauptausführung gleiche Werte haben. Während beim Modell die Einflußgrößen wie Temperatur und Gaszusammensetzung über das gesamte Bett konstant sind, ist dies für die Hauptausführung nicht der Fall. Im Partikelbett der Hauptausführung ist die Temperatur am Gaseintrittsort niedriger als an der Bettoberfläche. Die unterschiedlichen Temperaturen haben unterschiedliche Dichte- und Viskositätswerte des Gasgemisches zur Folge. Weiterhin findet beim Durchgang des Gasgemisches durch das heiße Bett eine Zersetzung des Kohlenwasserstoffes statt. Durch die Freisetzung von Wasserstoff bei der Pyrolyse und durch die Änderung der Dichte und der Viskosität der Gas-komponenten werden die Bewegungsvorgänge im Bett beeinflusst.

Bei der Festlegung der Kennzahlen wurde davon ausgegangen, daß der Balancedurchsatz im wesentlichen eine Funktion der Einflußgrößen ist, wie sie in der Nähe der Blende herrschen. Die Gastemperatur an der Blende liegt unterhalb der Pyrolysetemperatur, so daß eine Zersetzung des Kohlenwasserstoffgases dort nicht stattfindet.

Während der Versuche werden die Kerne bzw. Partikeln beschichtet. Hierdurch werden sie größer und ihre Dichte ändert sich. Weiterhin verringert sich der Durchmesser der Blendenöffnung durch Ablagerungen von Pyrokohlenstoff. Wegen der kurzen Versuchszeit ist die Verengung des Querschnittes der Blendenöffnung jedoch so gering, daß sie vernachlässigt wurde, zumal für jeden Versuch eine neue Blende Verwendung fand. Die Vergrößerung der Partikeln konnte im Modellbett nicht simuliert werden und wurde daher vernachlässigt.

In Tabelle 6.3 sind die Daten der unter Ähnlichkeitsbedingungen durchgeführten Versuche Nr. 1 bis Nr. 4 angegeben. Die Bettbeladung von 150 g entspricht bei den $400\text{ }\mu\text{m}$ ThO_2 -Kernen einem Bettvolumen von $V_{\text{PS}} = 25\text{ ml}$. Für die $570\text{ }\mu\text{m}$ bufferbeschichteten Partikeln gilt: $126\text{ g} \hat{=} 50\text{ ml}$ bzw. $190\text{ g} \hat{=} 75\text{ ml}$. Die nach einer Versuchsdauer von 5 Minuten durch die Blendenöffnung in den Ringkanal gefallen Kerne bzw. Partikeln sind in Gewichtsprozenten, bezogen auf die Bettbeladung, angegeben. Es zeigt sich, daß die im Modell ermittelten Balancedurchsätze generell unter denen liegen, die für die Hauptausführung erforderlich sind. Vergleicht man Versuch Nr. 1 und Versuch Nr. 2 so kann gesagt werden, daß eine Erhöhung der Modellwerte um 10 % ausreicht, um die Differenzen zwischen Modell und Hauptausführung auszugleichen.

6.2.3.2 Beschichtungsversuche

Zur Prüfung, ob mit der entwickelten Düse Aufwachsungen von Pyrokohlenstoff, wie sie Abb. 2.2 zeigt, verhindert werden können, wurden die in Tabelle 6.3 aufgelisteten Beschichtungsversuche Nr. 5 bis Nr. 13 durchgeführt. Dabei wurde bei den ersten sechs Versuchen jeweils nur eine poröse bzw. eine hochdichte Schicht auf die Kerne bzw. Partikeln aufgebracht, während bei den letzten Versuchen beide Schichten hintereinander in einem Arbeitsgang hergestellt wurden. In Abb. 6.20 ist das Schliffbild zweifach beschichteter ThO_2 -Kerne gezeigt. Die Verdünnung des den Zentralstrahl bildenden Beschichtungsgases bei einigen Versuchen hat den Vorteil, daß durch die Vermischung eine bessere Verteilung des Beschichtungsgases im Bett erreicht wird. Die Temperatur der Blendenunterseite lag bei allen Versuchen über der Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases.

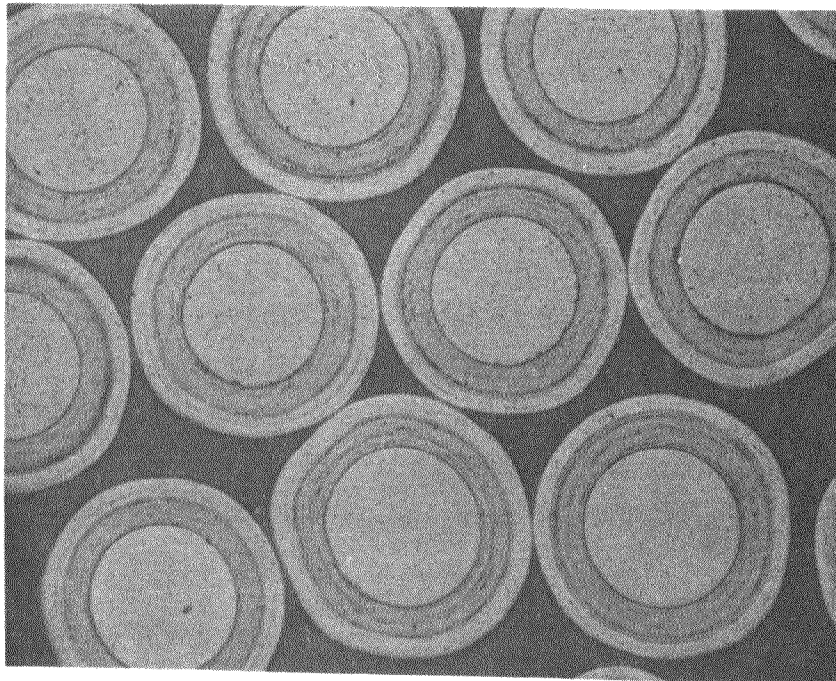


Abb. 6.20: ThO_2 -Kerne mit Zweifachbeschichtung

Bei allen Versuchen traten lediglich geringe Ablagerungen auf der Blendenflanke auf, während die Blendenkante frei von Pyrokohlenstoffaufwachungen blieb. Abb. 6.21 zeigt einen Schnitt durch den Blendeneinsatz, der bei den Versuchen Nr. 11 bis Nr. 13 eingesetzt wurde. Im Gegensatz zu den kraterförmigen Aufwachungen der Abb. 2.2, die während eines Beschichtungsvorganges entstanden sind und die das Fließverhalten des Partikelnbettes sehr stark beeinflussen, bilden die hier auftretenden Ablagerungen lediglich einen sehr dünnen, gleichmäßigen Belag, der sich etwa über die innere Flächenhälfte der Blendenflanke erstreckt. Nach den drei Beschichtungsversuchen, die eine Gesamtbeschichtungszeit von 165 Minuten ergaben und bei denen 450 g ThO_2 -Kerne beschichtet wurden, beträgt die maximale Dicke des Belages nur etwa 80 μm .

Abb. 6.22 zeigt eine Vergrößerung der Blendenkante und -flanke des in Abb. 6.21 dargestellten Blendeneinsatzes. Wie zu ersehen ist, verringert sich die Dicke der Ablagerungen zur Blendenkante hin und die Blendenkante selbst bleibt völlig frei von Aufwachungen. Eine Verstopfung des Gaseintrittsortes ist daher auch bei einer größeren Anzahl von Beschichtungsvorgängen nicht zu befürchten. Da die Ablagerungen einen so gleichmäßigen Belag bilden, beeinflussen sie das Fließverhalten des Partikelnbettes praktisch nicht.

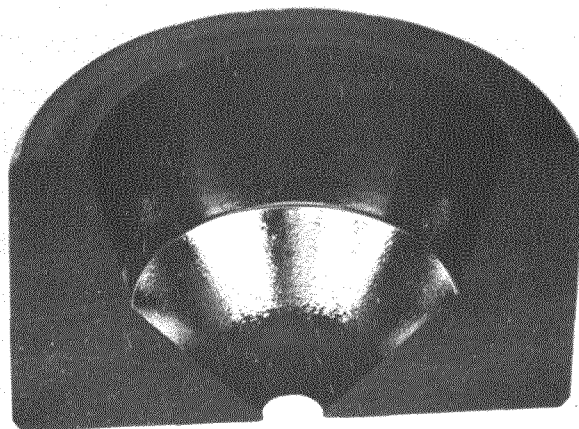


Abb. 6.21: Blendeneinsatz mit Ablagerungen von Pyrokohlenstoff (Maßstab 2 : 1)

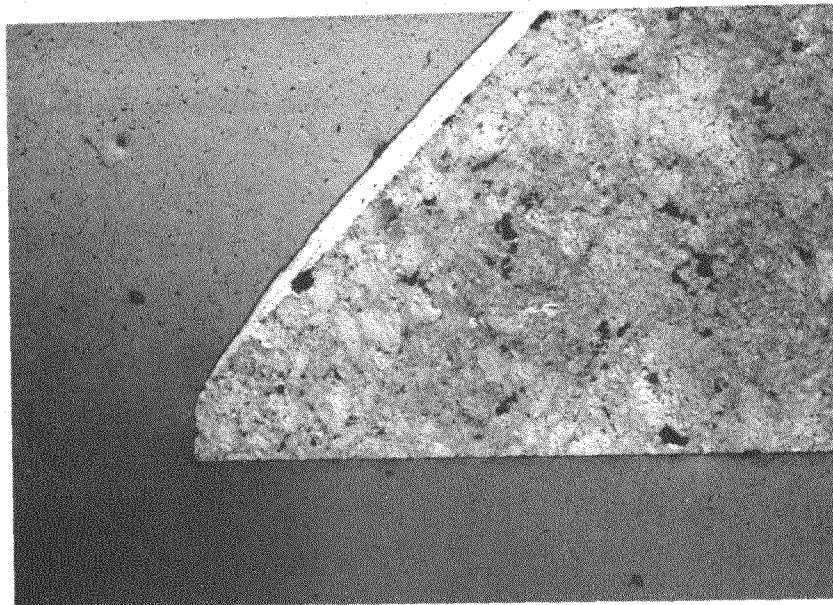


Abb. 6.22: Mikroskopaufnahme der Blendenflanke mit Pyrokohlenstoffablagerungen (Maßstab 50 : 1)

7. KONSTRUKTIONSVORSCHLAG FÜR EIN GASZUFÜHRUNGS- SYSTEM

In Abb. 7.1 wird der Konstruktionsvorschlag für ein Gaszuführungssystem gezeigt, wie es, basierend auf der in dieser Arbeit vorgestellten Düse, zum Beschichten von HTR-Brennstoffkernen im Wirbelbettöfen eingesetzt werden könnte. Die Konstruktion bietet die Möglichkeit, die beschichteten Partikeln heiß abzuziehen. Hierdurch erübrigt sich das Abkühlen und Wiederaufheizen des Ofens nach jedem Beschichtungsvorgang und die Taktzeiten können erheblich verkürzt werden.

Das Arbeitsrohr, der Konus und der den Ringkanal der Düse bildende Hohlzylinder werden von einem Stützrohr getragen. Das Stützrohr ist mit dem Abschlußflansch verschraubt. Zur ge-

trennten Zuführung des Beschichtungs- und Trägergases dient die Gaszuführungslanze. Sie ist axial verschiebbar und wird vom Abschlußflansch geführt. Nach oben hin endet die Gaszuführungslanze im Zuführungsrohr für das Beschichtungsgas. Das Trägergas tritt am Fuße des Zuführungsrohres aus der Lanze aus und über den Ringraum durch die poröse Platte in den Ringkanal der Düse ein.

Das Abziehen der heißen Partikeln erfolgt mittels Schwerkraft nach unten hin. Nach Beendigung des Beschichtungsvorganges wird das Beschichtungsgas des Zentralstrahles durch soviel Trägergas ersetzt, daß keine Partikeln in das Zuführungsrohr gelangen. Die Gaszuführungslanze wird soweit abgesenkt, daß das Zuführungsrohr die Bohrung in der porösen Platte völlig freigibt. Bei einer Drosselung des Ringkanalstromes unterhalb den Wert des Balancedurchsatzes fallen die Partikeln durch die Blendenöffnung in den Ringkanal und von hier durch die Bohrung in der porösen Platte auf die Partikelnweiche im Ringraum. Die Oberseite der porösen Platte ist konisch ausgebildet, so daß keine Partikeln auf der Platte liegenbleiben können. Die Partikelnweiche besitzt die Form eines Schraubenganges, um jegliche Anhäufung von Partikeln im Ringraum zu vermeiden. Von der Partikelnweiche gelangen die Partikeln in den Ablaßkanal, wo sie aufgefangen werden und in einem Behälter unter Inertgasatmosphäre auf Raumtemperatur abkühlen. Während des Abziehens der Partikeln strömt Trägergas als Sperrgas zwischen Partikelnweiche und Gaszuführungslanze hindurch und verhindert so das Eindringen von Ruß in die Führung zwischen Abschlußflansch und Gaszuführungslanze. Durch Variation des Ringkanaldurchsatzes kann die zeitliche Menge der abzuziehenden Partikeln festgelegt werden.

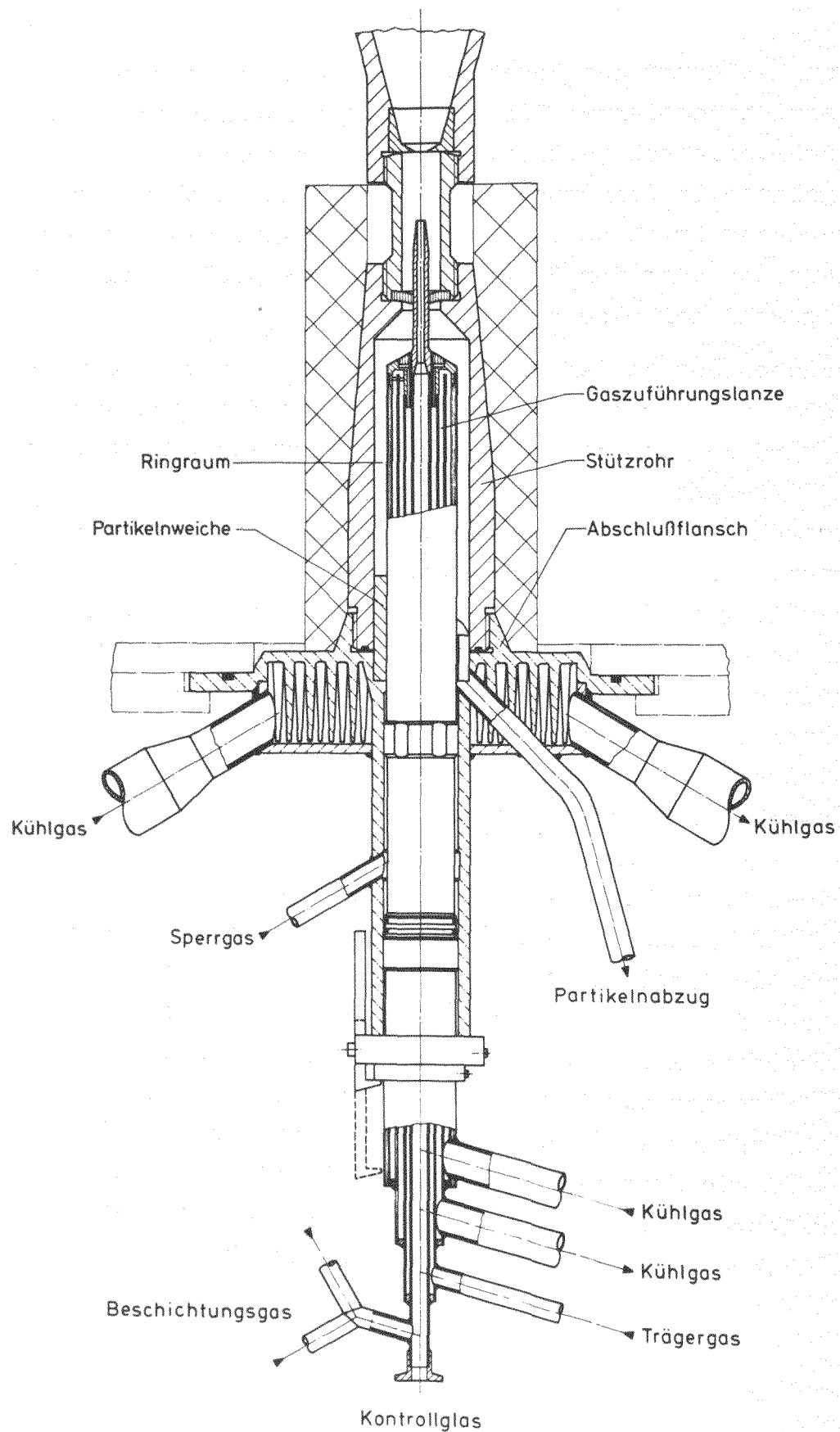


Abb. 7.1: Konstruktionsvorschlag für ein Gaszuführungssystem

8. ZUSAMMENFASSUNG

Das Beschichten von Brennstoffkernen gasgekühlter Hochtemperatur-Reaktoren erfolgt heute ausschließlich im Wirbelschichtofen. Während des Beschichtungsvorganges entstehende kraterförmige Aufwachsungen von Pyrokohlenstoff am Eintrittsort des Beschichtungsgases in das Wirbelbett verändern das Wirbelverhalten des Partikelnbettes und haben damit einen nachteiligen Einfluß auf die Qualität der Schichtmaterialien. Wegen dieser Aufwachsungen muß z. Z. der Boden des Wirbelbettes nach jedem Beschichtungsvorgang ausgewechselt werden, wodurch eine Beschichtungsanlage außerordentlich wartungsintensiv wird.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Anströmeinheit zur Zuführung von Beschichtungs- und Trägergas in das Wirbelbett vorgestellt, mit der durch geeignete Führung beider Gase das Entstehen von Pyrokohlenstoff-Aufwachsungen weitgehend verhindert wird. Hierbei sind zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. Um zu vermeiden, daß das Beschichtungsgas Oberflächen der Anströmeinheit benetzt, deren Temperatur gleich der Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases ist, muß der aus dem Beschichtungsgas gebildete Zentralstrahl, der, umgeben von einem Ringstrahl aus Trägergas, durch eine Blendenöffnung in das Partikelbett eintritt, während des Beschichtens laminar gehalten werden.
2. Bei laminarer Strömung muß das in das Partikelbett eintretende Trägergas in der Blendenöffnung mindestens die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes erreichen, damit keine Partikel den Beschichtungsraum nach unten hin verlassen.

Als Grundlage für Modellversuche, in denen untersucht wird, inwieweit diese Bedingungen erfüllt werden können, werden Kriterien für die physikalische Ähnlichkeit zwischen einer Modell- und einer Hauptausführung abgeleitet, die die Übertragung der Ergebnisse der Modellversuche auf die Hauptausführung ermöglichen. Während das Kriterium für die Strömungsform des Zentralstrahles die Reynolds-Zahl Re ist, ergibt sich

physikalische Ähnlichkeit zwischen Modell und Hauptausführung des Wirbelbettes, wenn die Archimedes-Zahl Ar und die Beránek-Zahl Be für beide Ausführungen gleiche Zahlenwerte haben.

In Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wie der Kombination der Durchmesser von Zentralstrahl und Blendenöffnung, der Länge des Strahles und der Bettbeladung wird in Modellversuchen durch Sichtbarmachen der Strömung der laminare Bereich des Zentralstrahles als Funktion des Ringstrahldurchsatzes bestimmt. Die obere Grenze des laminaren Bereiches (in Richtung steigender Re -Zahlen) ist dabei gegeben durch das Umschlagen der Strömung des Zentralstrahles von turbulent zu laminar. Die untere Grenze bildet, abhängig vom Ringstrahldurchsatz der Wert $Re = 0$ oder der Übergang des laminaren in den flackernden, zerrissenen Strahl.

Zur Beschreibung der Intensität der Bettbewegung mittels eines Fluidisierungsgrades, der definiert ist als Quotient der momentanen Leerrohrgeschwindigkeit zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit, wird für Partikeln im konischen Wirbelbett die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit ermittelt. Es zeigt sich, daß die für minimale Fluidisierung benötigte Fluidgeschwindigkeit im konischen Bett abhängig ist von der Bettbeladung und geringere Werte annimmt als im zylindrischen Bett.

Für zwei verschiedene Fluid-Partikeln-Systeme wird unter der Bedingung physikalischer Ähnlichkeit für unterschiedliche Durchmesserkombinationen von Zentralstrahl und Blendenöffnung und unterschiedliche Bettbeladungen die Balancegeschwindigkeit als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit ermittelt. Eine bestimmende Größe sind hierbei neben dem Fluidisierungsgrad die Bewegungsformen des Wirbelbettes. Im konischen Wirbelbett lassen sich die vier Bewegungsformen Bubbling, Slugging, Rocking und Spouting unterscheiden.

Versuche, die am Beschichtungssofen zur Überprüfung der mit den Modellen ermittelten Balancegeschwindigkeiten durchgeführt werden, ergeben, daß die auf den Modellversuchen basierenden Werte für die Hauptausführung um 10 % zu erhöhen sind, um hier sicher die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes zu erreichen.

In Beschichtungsversuchen wird die neue Anströmeinheit getestet. Es zeigt sich, daß lediglich sehr geringe Ablagerungen von Pyrokohlenstoff auf der Blendenflanke entstehen, die einen dünnen, gleichmäßigen Belag bilden und daher das Wirbelverhalten des Partikelnbettes praktisch nicht beeinflussen. Die Kante der Blendenöffnung bleibt völlig frei.

Abschließend wird ein Konstruktionsvorschlag für ein Gaszuführungssystem gemacht, das auf der vorgestellten Anströmeinheit basiert.

9. ANHANG

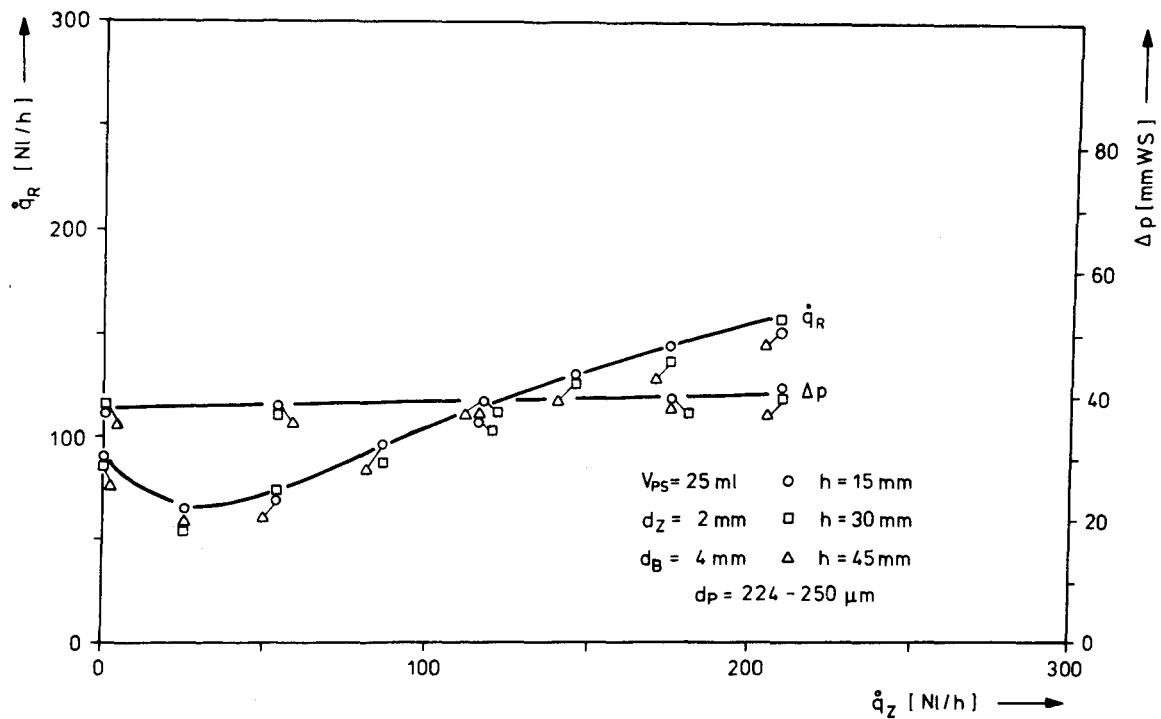


Abb. 9.1: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

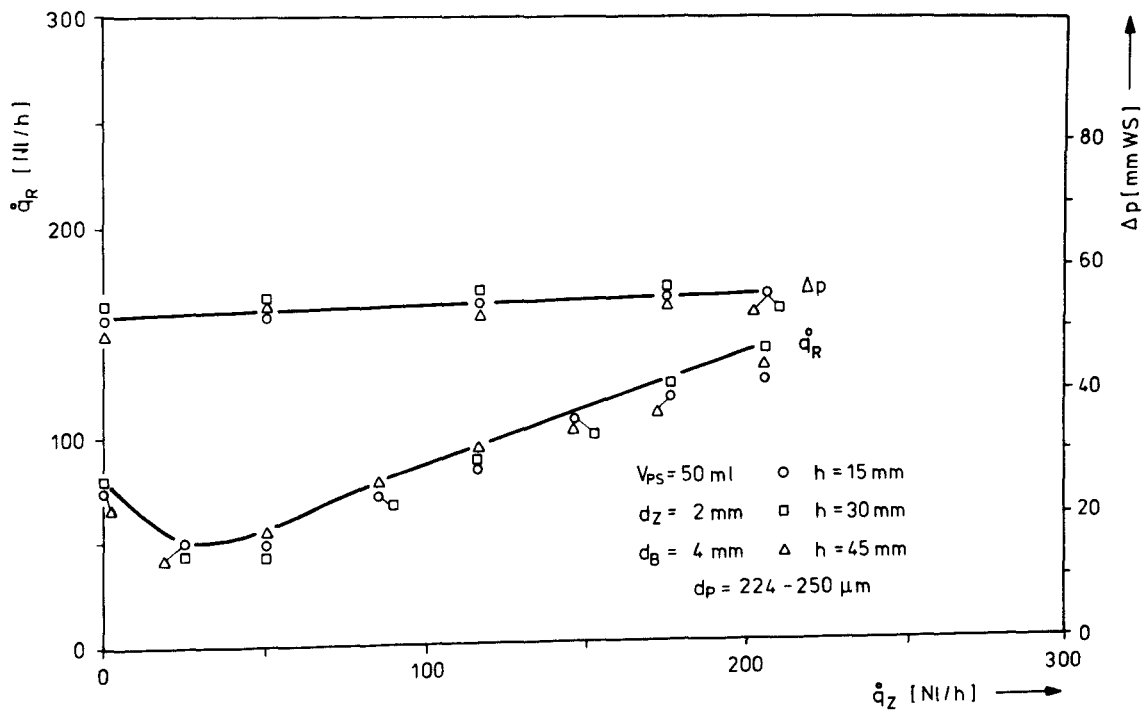


Abb. 9.2: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

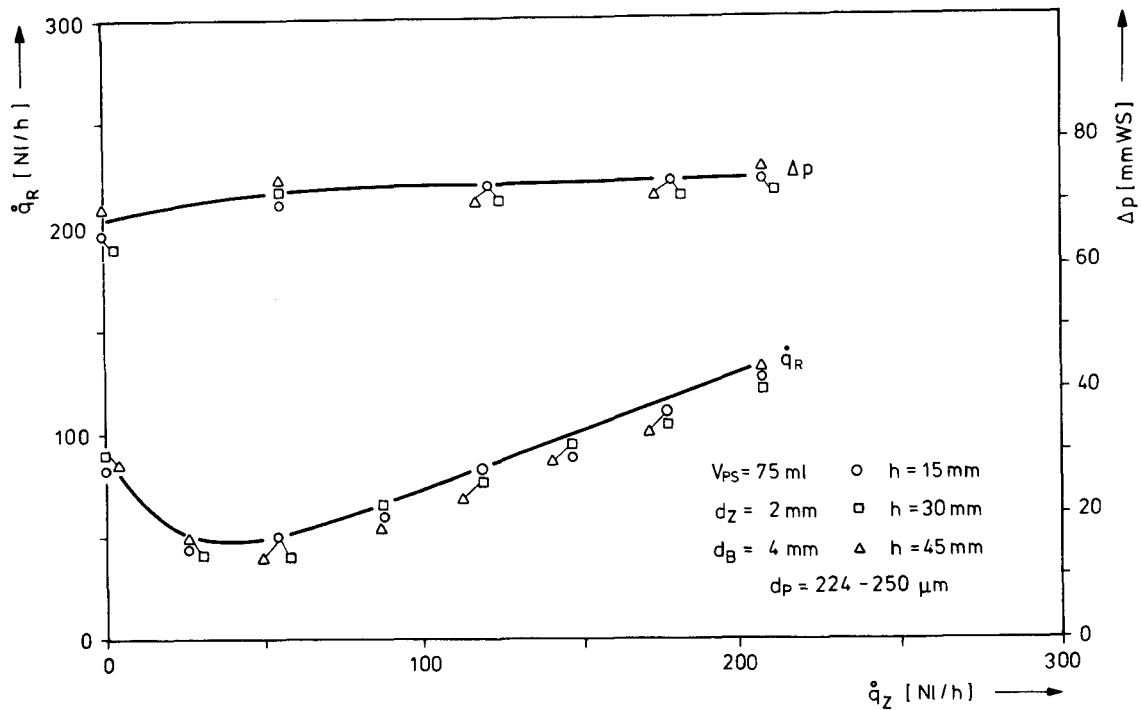


Abb. 9.3: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

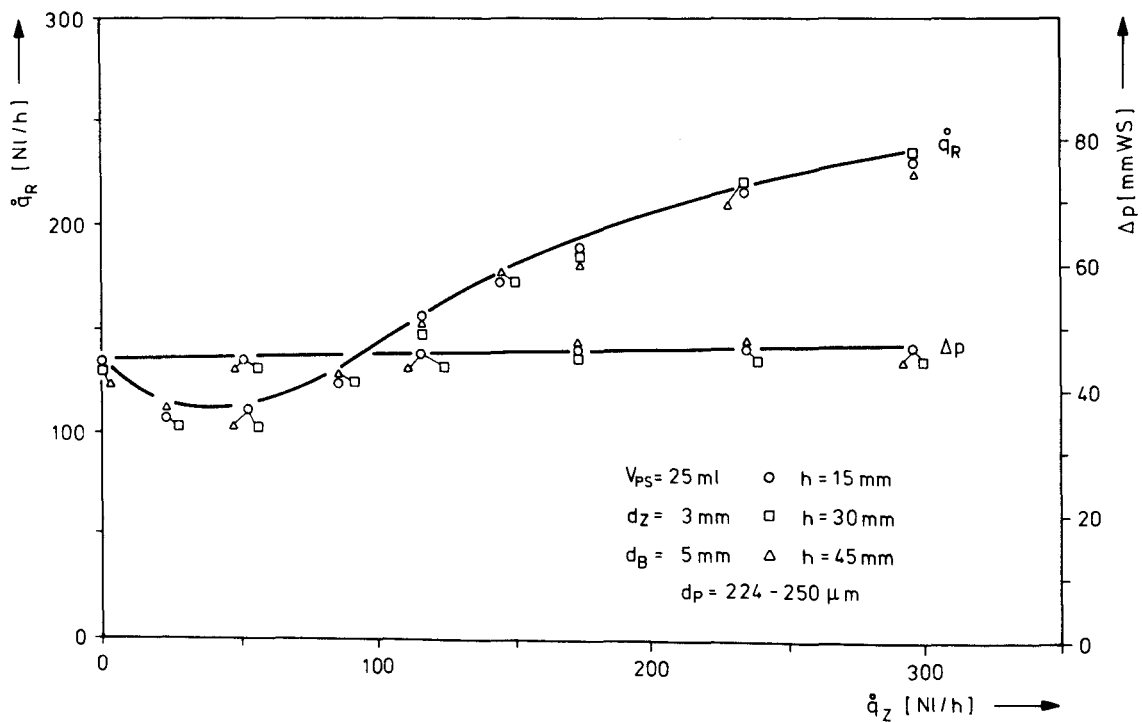


Abb. 9.4: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

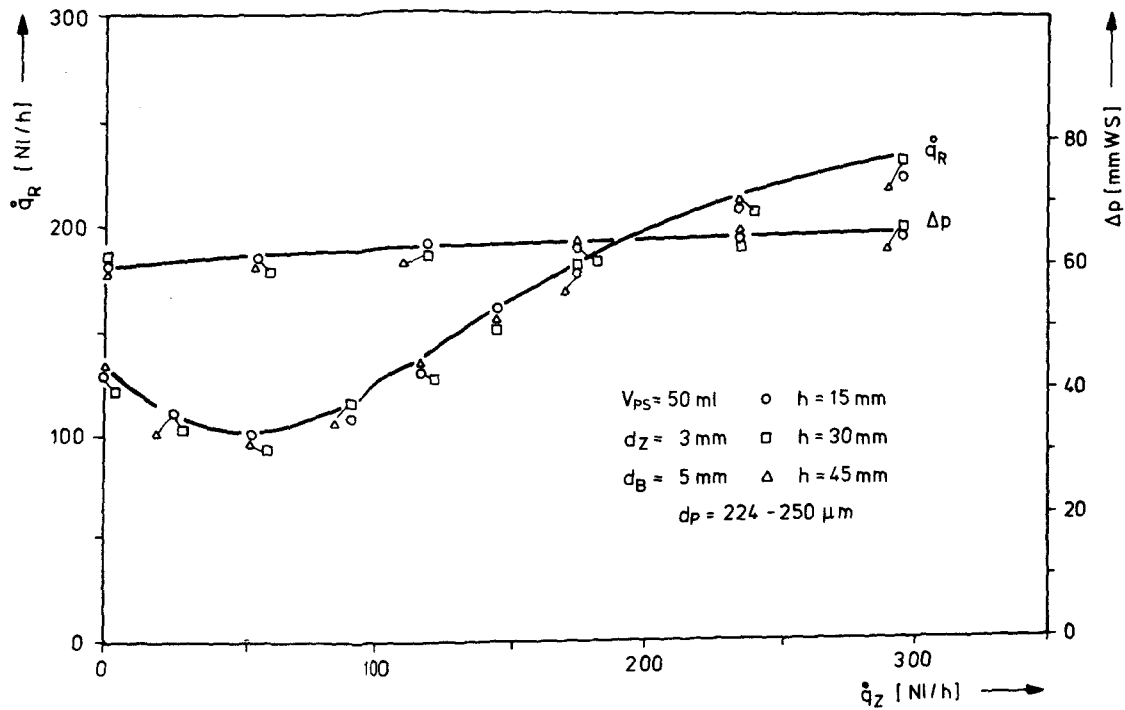


Abb. 9.5: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

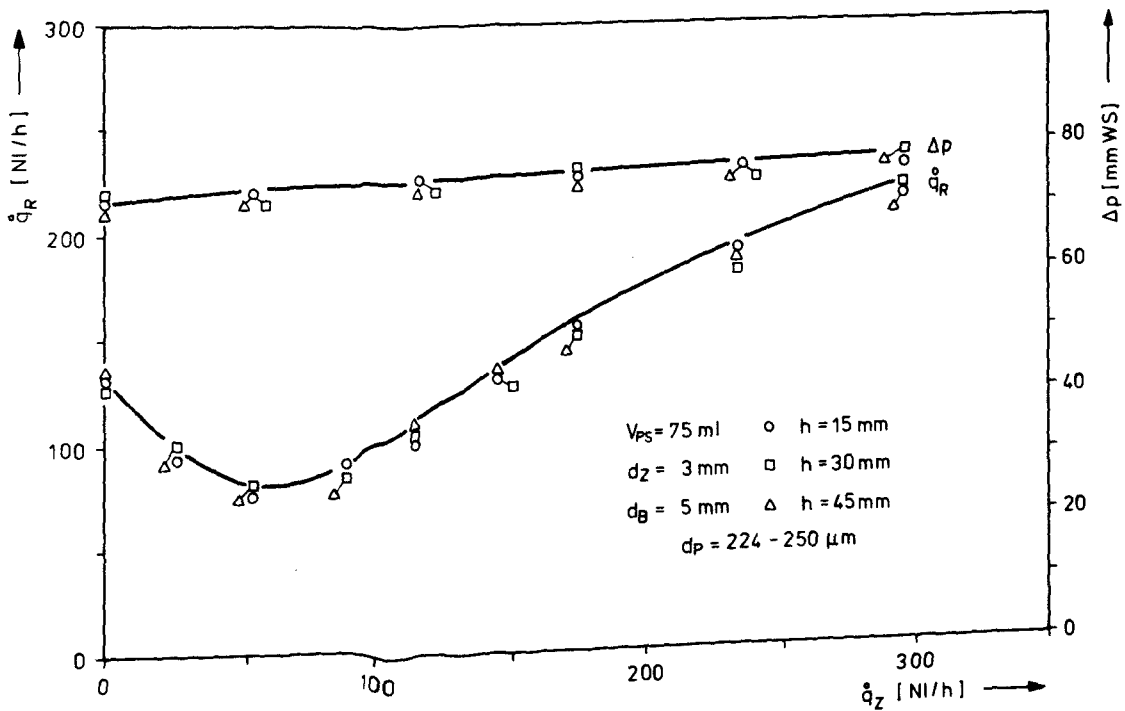


Abb. 9.6: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

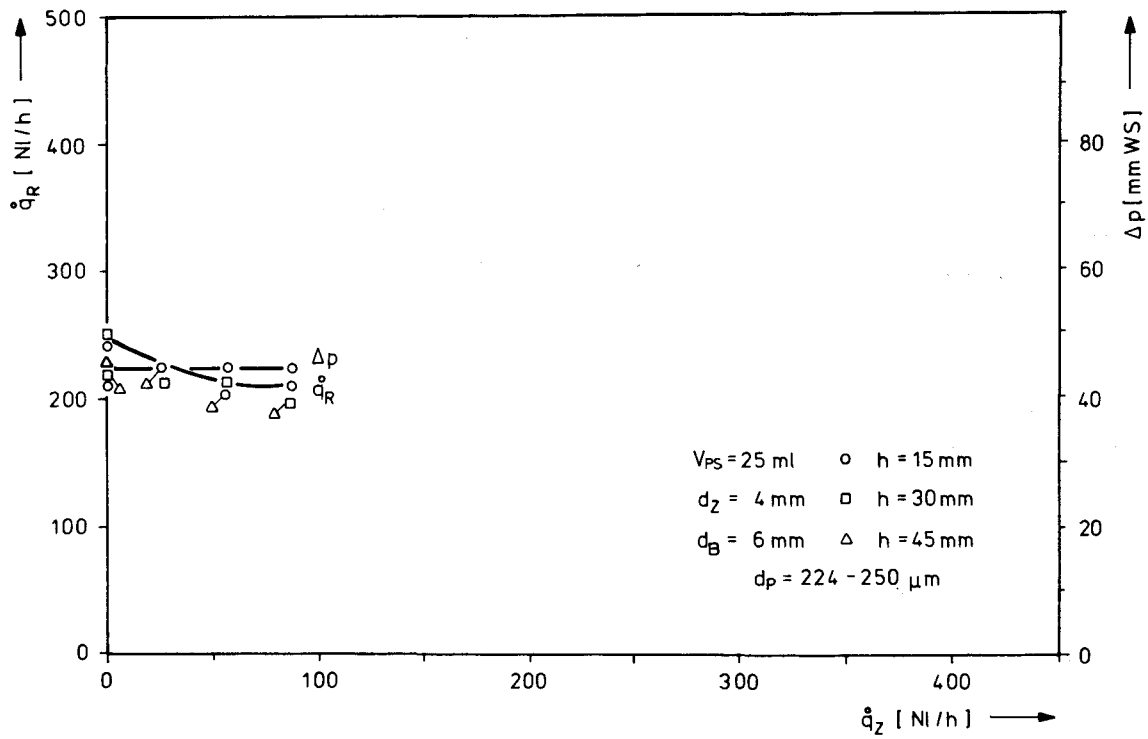


Abb. 9.7: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

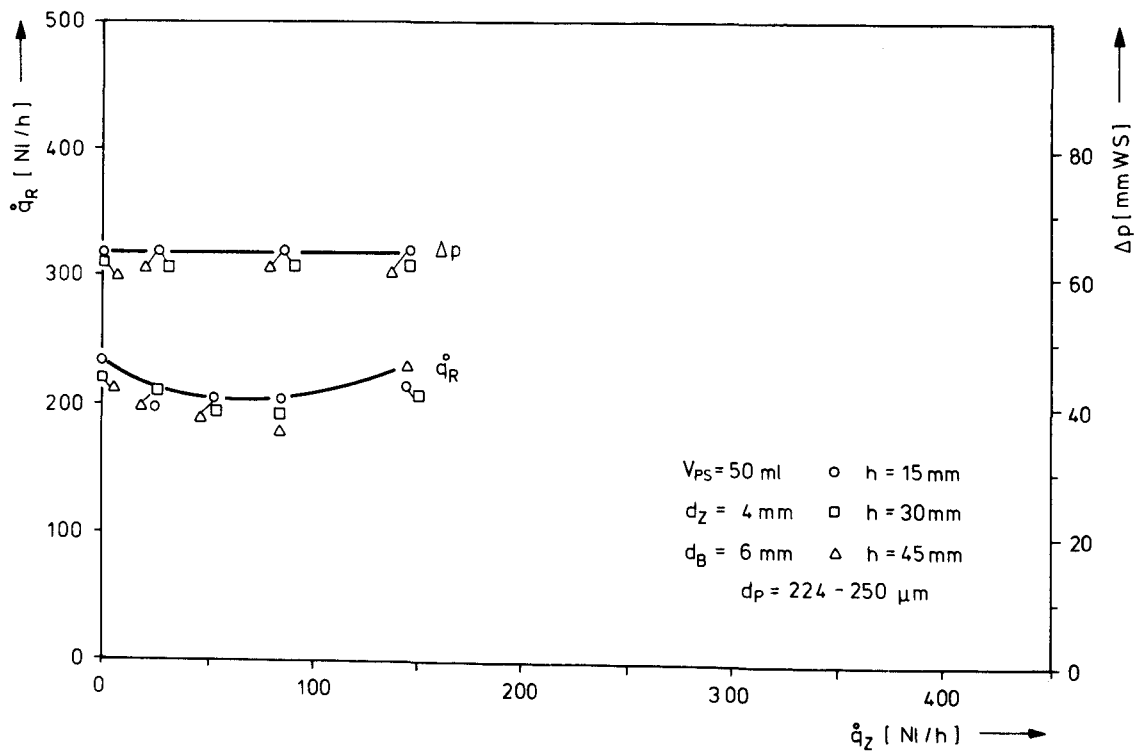


Abb. 9.8: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

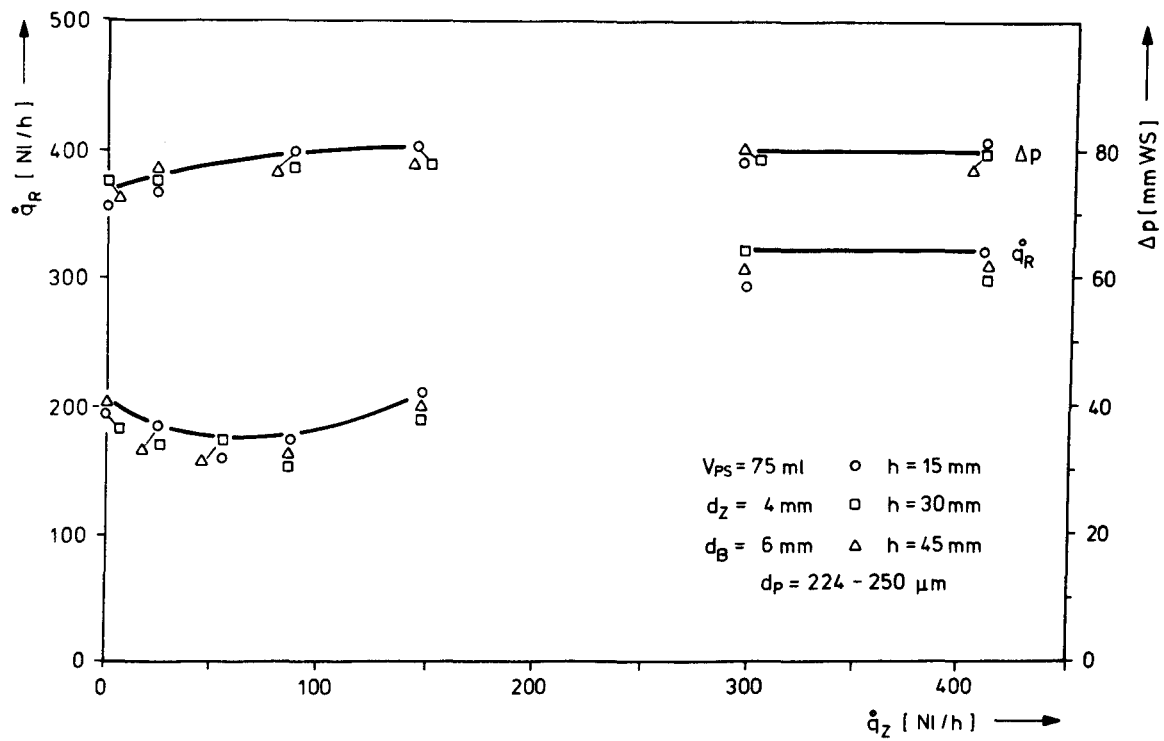


Abb. 9.9: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

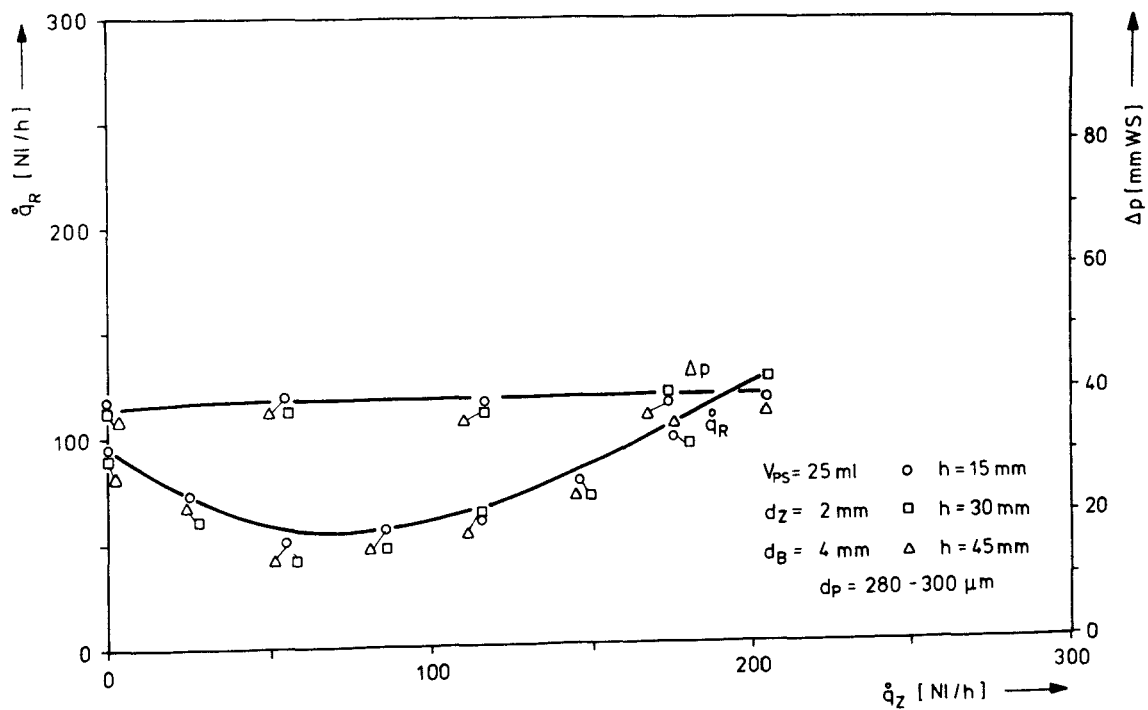


Abb. 9.10: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

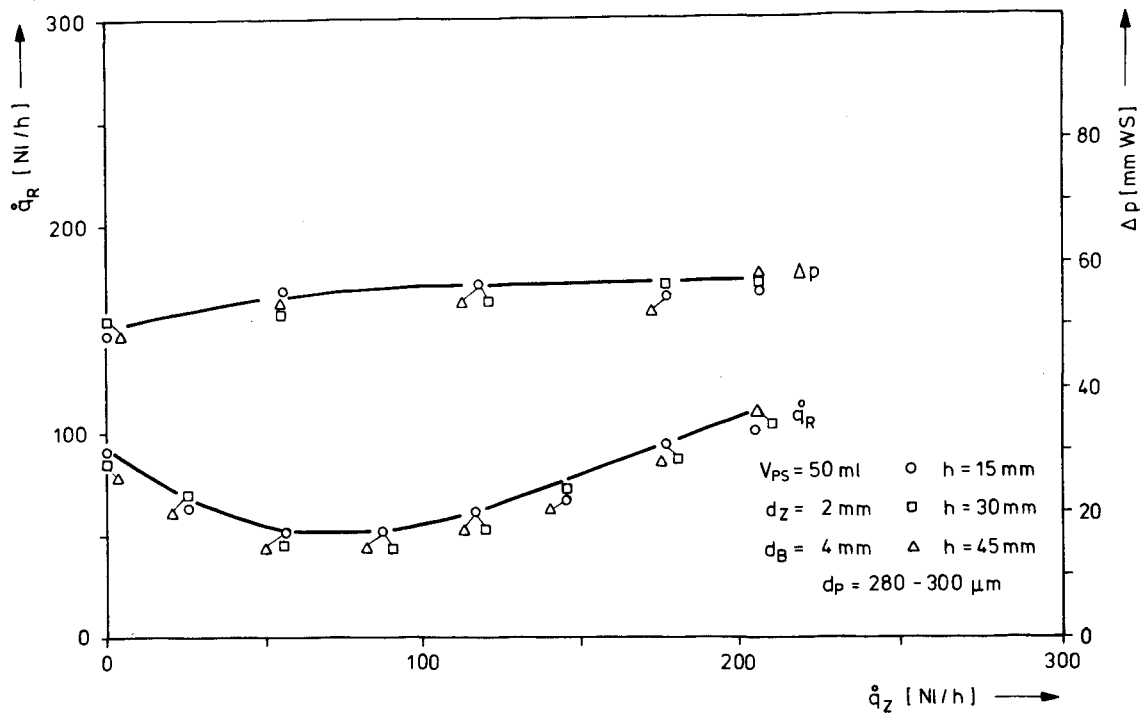


Abb. 9.11: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

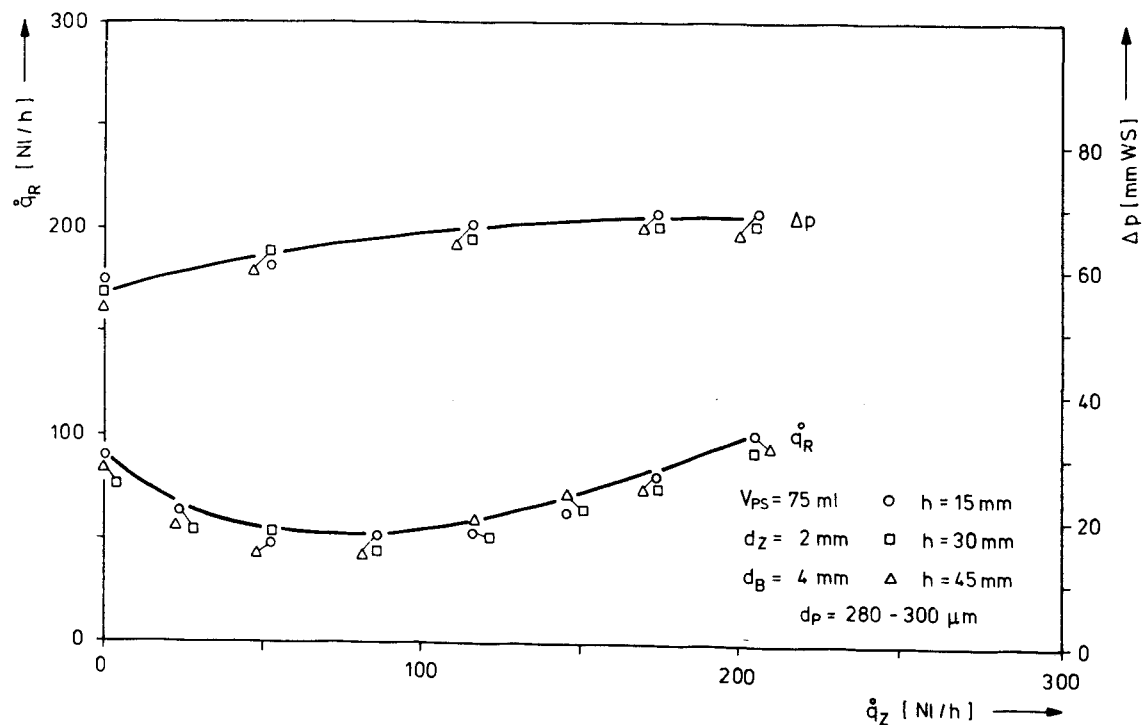


Abb. 9.12: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

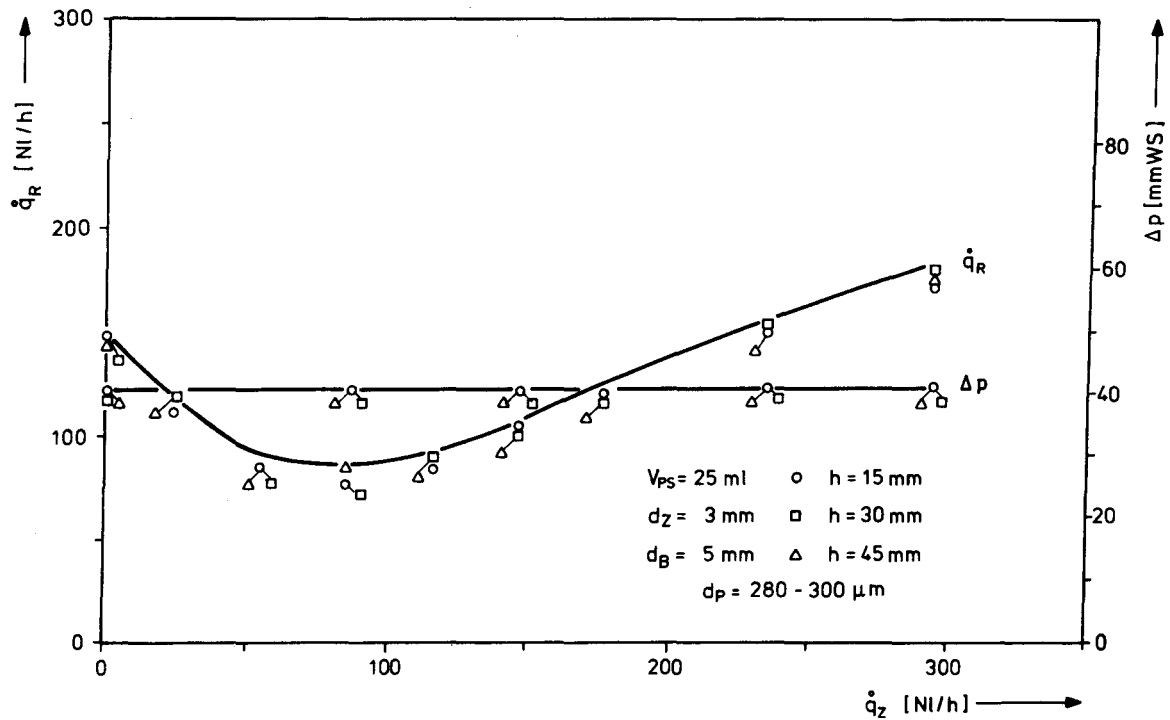


Abb. 9.13: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

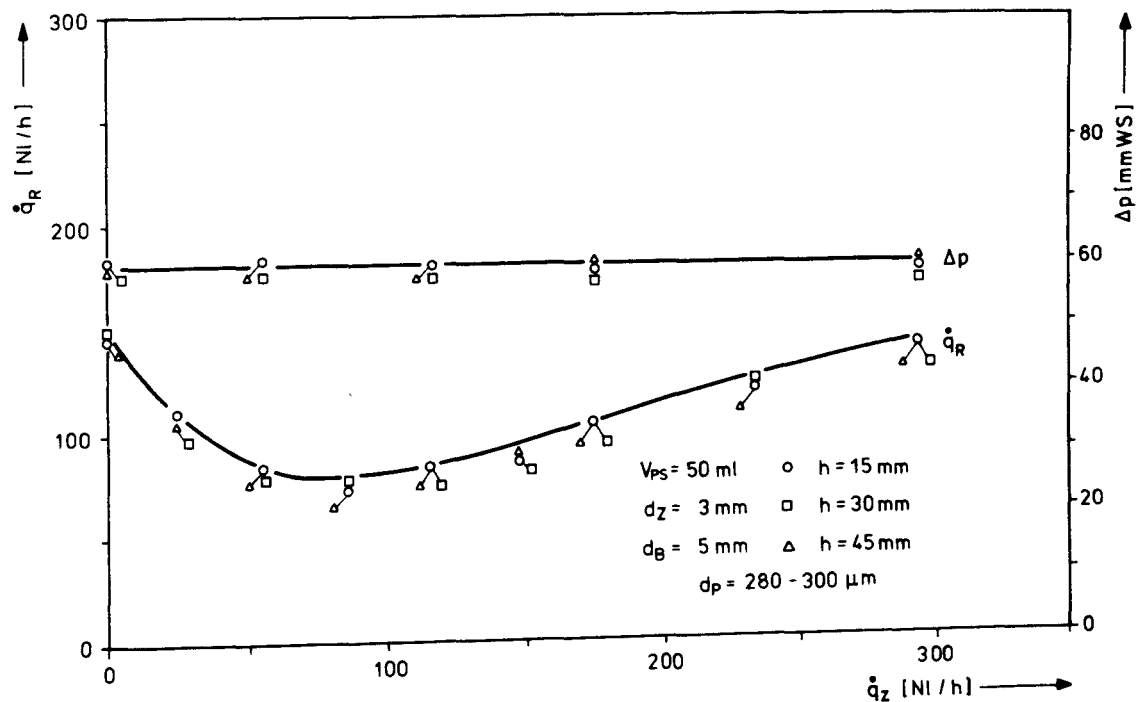


Abb. 9.14: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

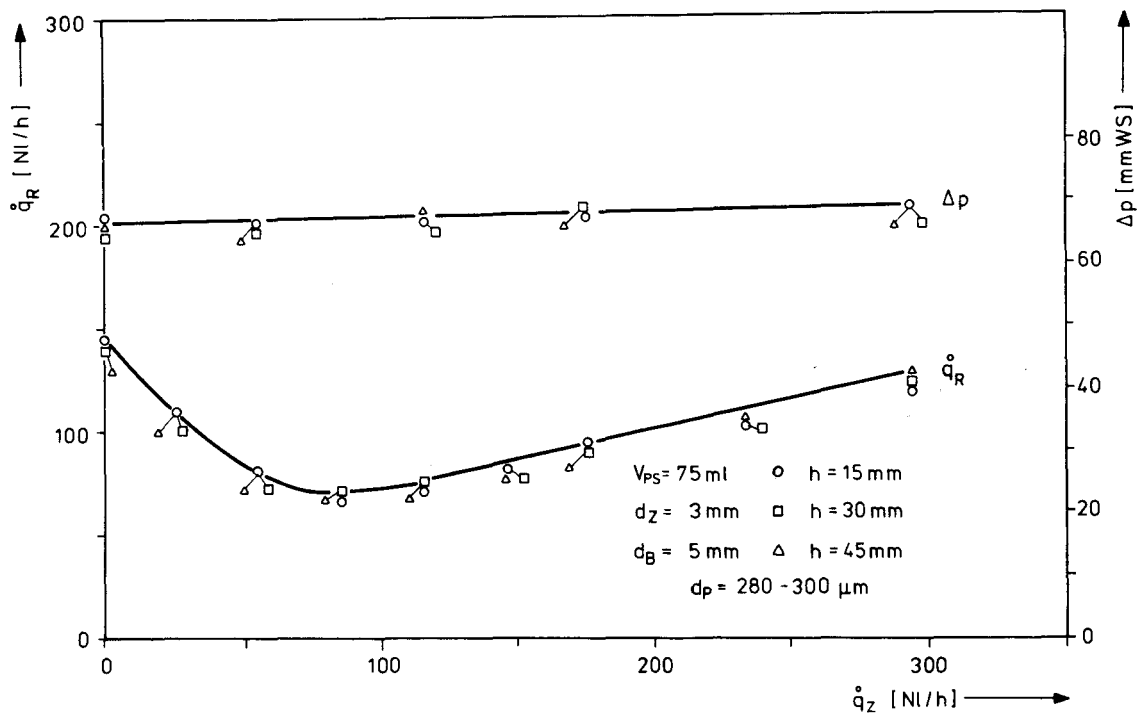


Abb. 9.15: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

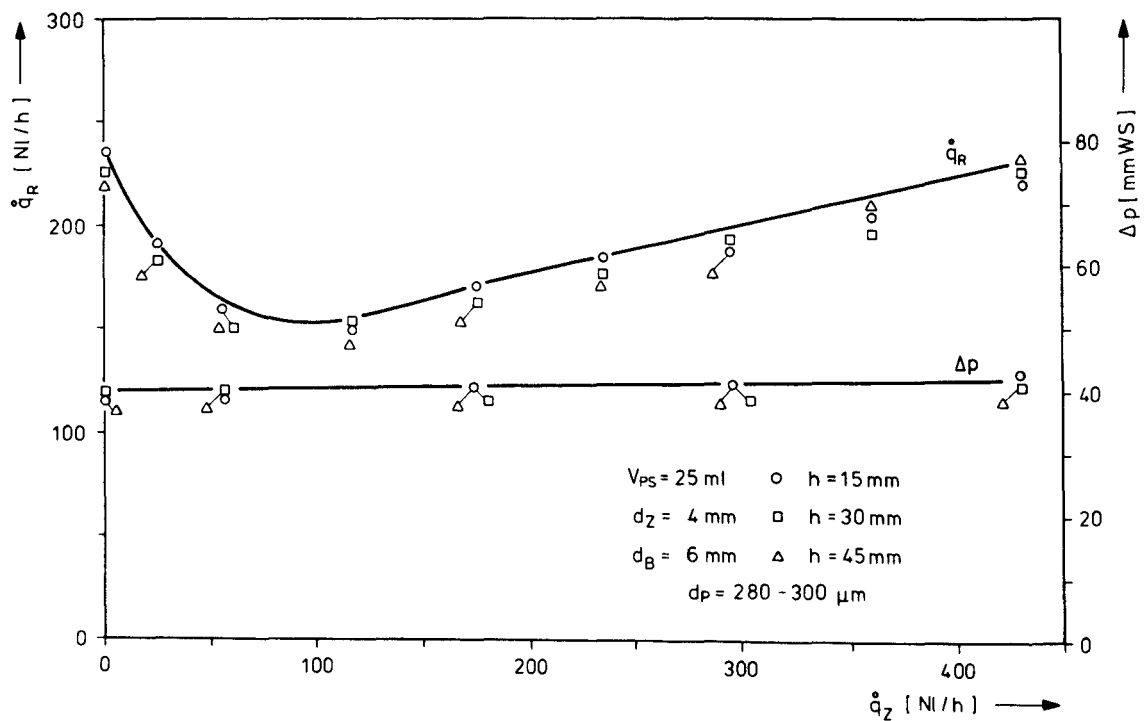


Abb. 9.16: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

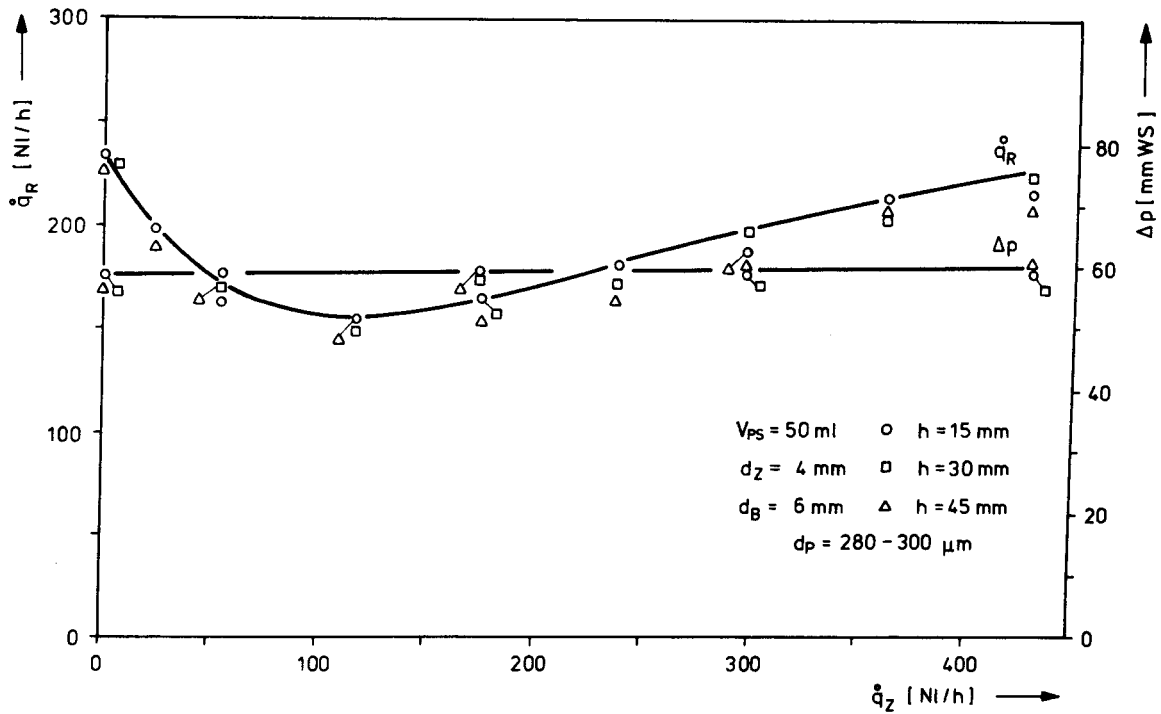


Abb. 9.17: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

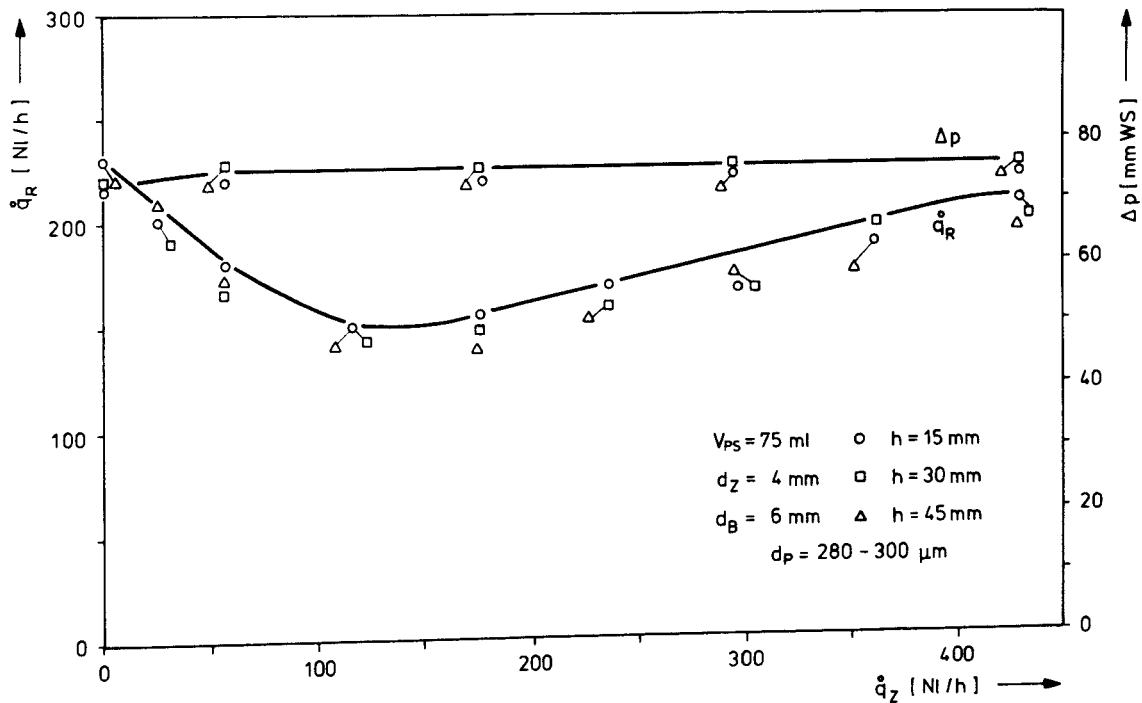


Abb. 9.18: Minimaler Ringkanaldurchsatz \dot{q}_R und Druckverlust Δp im Wirbelbett als Funktion des Zentralstrahldurchsatzes \dot{q}_Z

10. VERZEICHNIS DER SYMBOLE

A	Auftrieb, MLt^{-2}
a	Schallgeschwindigkeit, Lt^{-1}
Ar	Archimedes-Zahl
Be	Beránek-Zahl
C	Konzentration, %; Konstante
c	Koeffizient
D	Diffusionskoeffizient, L^2t^{-1}
d	Durchmesser, L
Eu	Euler-Zahl
F	Fläche, L^2
f	Frequenz, t^{-1}
Fr	Froude-Zahl
G	Gewicht, MLt^{-2}
g	Erdbeschleunigung, Lt^{-2}
H	Höhe, L
h	Zentralstrahllänge, L
K	Kraft, MLt^{-2}
k	Konstante
L	Ringstromdicke, L; Länge, L
M	Massenstrom, Mt^{-1} ; Molekulargewicht
m	Masse, M
Ma	Mach-Zahl
Ne	Newton-Zahl
p	Druck, $ML^{-1}t^{-2}$
Δp	Druckverlust, $ML^{-1}t^{-2}$
\dot{q}	Fluiddurchsatz, L^3t^{-1}
R	universelle Gaskonstante, $ML^2t^{-2} \text{ mol}^{-1}\text{grad}$
r	Radius, L
Re	Reynolds-Zahl
Sr	Strouhal-Zahl
T	Temperatur, grad
t	Zeit, t
u	Geschwindigkeit, Lt^{-1}
V	Volumen, L^3

W	Widerstand, MLt^{-2}
We	Weber-Zahl
x	Molbruch
α	Korrekturfaktor
β	Fluidisierungsgrad; Flankenwinkel
ϵ	Partikelzwischenraum
ν	kinematische Zähigkeit, L^2t^{-1}
η	dynamische Zähigkeit, MtL^{-2}
ρ	Dichte, ML^{-3}
σ	"collision diameter", L
ϕ	Formfaktor
Ω	"dimensionless collision integral"

Indizes

a	Anfangszustand
ä	äquivalent
B	Blende, Bett
C	Kontraktion
e	Arbeitszustand
F	Fluid
f	Fluidisierung
g	Freifall
i	Komponente
j	Komponente
k	Konus
L	Luft
m	minimal, mittel
P	Partikel
R	Ringkanal, Ringstrahl
S	Schüttung
W	Widerstand, Totwassergebiet
Z	Zentralstrahl
O	Leerrohr
1	Komponente
2	Komponente

11. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] HTR-1160 MWe, Demonstrations-Kraftwerk,
Sicherheitsbericht, Konsortium Brown,
Boveri & Cie. AG, Hochtemperatur-Reaktorbau
GmbH (1974)

- [2] J. Jöchel et al.
Der Brennstoffkreislauf
Schriftreihe des Deutschen Atmoforums e. V.,
Bonn, Heft 19, 1972

- [3] E. Merz
Wiederaufarbeitung von Brenn- und Brutstoffen
Vorlesung an der RWTH Aachen 1969/70

- [4] J. M. Blocher, Jr.
Coated-Particle Fabrication
Report BMI-1468, 1960

- [5] R. L. Pilloton, R. B. Pratt, H. J. Flamm
Coating Processes
Report ORNL-4001, 1965

- [6] R. B. Pratt, S. E. Bolt
Particle Coating
Report ORNL-4275, 1969

- [7] J. D. Brooks, W. R. Hesp, D. Rigby
Carbon 7, 1969

- [8] H. Schlesinger
Dissertation, TH Karlsruhe, 1967

- [9] L. Sütterlin
Über die Bildung und Abscheidung von Pyrokohlenstoff
aus Methan im Temperaturbereich von 1650 bis 2150°C
KFA Bericht Jül-735-RW, 1971

- [10] H. Luleich et al.
Neue Vorstellungen zum Abscheidungsmechanismus von
Pyrokohlenstoff
KFA Bericht Jül-1092-RW, 1974

- [11] J. Linke et al.
Das Tröpfchenmodell der Pyrokohlenstoffabscheidung
aus der Gasphase
KFA Bericht Jül-1156, 1975

- [12] U. Tillessen, J. Baier et al.
Entwurf einer fernbedienbaren Beschichtungsanlage
Zwischenbericht Aug. 1975
HOBEG-251

- [13] R. L. R. Lefevre et al.
The Choise of Pyrocarbon Deposition Agent for Nuclear
Fuel Particles
D. P. Report 800, 1972

- [14] W. J. Lackey et al.
Microsphere Coating
Report ORNL-4911, 1972

- [15] W. J. Lackey et al.
Particle Coating
Report ORNL-4975, 1974

- [16] W. J. Lackey
Persönliche Mitteilungen, Mai 1975

- [17] J. D. Sease, E. Zimmer, R. A. Bradley
Refabrication Technology for HTGR Fuels,
Oral Presentation, ANS Winter Meeting
San Francisco, USA, 1975

- [18] C. F. Wallroth
Modelluntersuchungen an konischen Fließbetten
KFA Bericht Jül-669-RW, 1970

- [19] F. A. Zenz, D. F. Othmer
Fluidization and Fluid-Particle Systems
Reinold Publishing Corporation, New York, 1960

- [20] Dubbels Taschenbuch für den Maschinenbau
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg
Band I, 1963

- [21] H. W. Liepmann, A. Roshko
Elements of Gasdynamics
John Wiley and Sons, New York, London
Sydney, 1967

- [22] I. H. Shames
Mechanics of Fluids
Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1962

- [23] O. Tietjens
Strömungslehre Band 2
Springer-Verlag, Berlin, 1970

- [24] B. S. Massey
Mechanics of Fluids
Van Norstrand Company, London, 1968

- [25] Lexikon der Physik
Franck'sche Verlagshandlung, Stuttgart, 1969

- [26] H. Schlichting
Boundary-Layer Theory
Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1968
- [27] D. Kunii, O. Levenspiel
Fluidization Engineering
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1969
- [28] M. Leva
Fluidization
Mc Graw-Hill Book Company, Inc.
New York, 1959
- [29] F. Schytil
Wirbelschichttechnik
Springer-Verlag, Berlin, 1961
- [30] G. Bieß, H. Viehweg
Chemische Technik Band 12, Heft 3
Berlin, 1960
- [31] J. Beránek, D. Sokol. G. Winterstein
Wirbelschichttechnik
VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie
Leipzig, 1964
- [32] L. Reh
Das Wirbeln von körnigem Gut im schlanken Diffusor
als Grenzzustand zwischen Wirbelschicht und pneu-
matischer Förderung
Dissertation TH Karlsruhe, 1961
- [33] J. F. Davidson, D. Harrison
Fluidization
Academic Press, London, 1971

- [34] E. Truckenbrodt
Strömungsmechanik
Grundlagen und technische Anwendungen
Springer-Verlag, Berlin, 1968

- [35] L. Prandtl, O. G. Tietjens
Applied Hydro- and Aeromechanics
Dover Publications, Inc. New York, 1957

- [36] W. F. Hughes, J. A. Brighton
Theorie and Problems of Fluid Dynamics
Schaum's Outline Series
Mc Graw-Hill Book Company
New York, 1967

- [37] E. Buckingham
Model Experiments and the Form of Empirical
Equations
Transactions of the ASME
Easton, Pa. 37, 1915

- [38] Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie,
Band 1
Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße, 1972

- [39] R. Higbie
Rate of Absorption of a Pure Gas into a Still Liquid
During Short Periods of Time
Transactions of the American Institute of Chemical
Engineering
New York, 31, 1935
P 365 - 389

- [40] R. A. Svehla
Estimated Viscosities and Thermal Conductivities of
Gases at High Temperature
NASA-Report, NASA-TR-R-132
Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, 1962

- [41] J. O. Hirschfelder et al.
Molecular Theorie of Gases and Liquids
John Willy & Sons, Inc., 1954
- [42] R. A. Strehlow
Fundamentals of Cumbustion
International Textbook Company
Sacramento, Pennsylvania, 1968

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Chemische Technologie der Kernforschungsanlage Jülich GmbH durchgeführt.

Dem Institutsleiter, Herrn Professor Dr. E. Merz, danke ich herzlich, daß er die Arbeit ermöglichte und förderte.

Herrn Professor Dr. O. Knacke danke ich für sein Interesse an der Arbeit und für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. E. Zimmer bin ich für zahlreiche Anregungen und klärende Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.

Mein Dank gilt auch besonders Herrn W. Frommelt für die Hilfe bei der Durchführung der Versuche, und Fräulein G. Banken danke ich für die Geduld, die sie bei der Reinschrift der Arbeit aufbrachte.